

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

На правах рукописи

Мальцев Тимофей Владимирович

**КООРДИНАТНЫЕ ДЕТЕКТОРЫ ВЫСОКОГО
РАЗРЕШЕНИЯ НА ОСНОВЕ ГАЗОВЫХ
ЭЛЕКТРОННЫХ УМНОЖИТЕЛЕЙ**

1.3.2. Приборы и методы экспериментальной физики

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Шехтман Лев Исаевич

Новосибирск – 2026

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Детекторы на основе ГЭУ	12
1.1 Газовый электронный умножитель	12
1.2 Детекторы на основе ГЭУ в ИЯФ СО РАН	14
1.2.1 Детектор КЕДР	14
1.2.2 Установка ДЕЙТРОН	15
1.2.3 Тестовый пучок электронов ВЭПП-4	20
1.2.4 Лазерный поляриметр ВЭПП-4	22
1.2.5 Детектор КМД-3	24
1.2.6 Детектор Супер Чарм-Тау Фабрики	26
1.3 Выводы к главе 1	27
Глава 2. Коэффициент усиления и эффективность детекторов .	28
2.1 Коэффициент усиления	29
2.1.1 Детекторы для установки ДЕЙТРОН	30
2.1.2 Детекторы для Тестового пучка	31
2.2 Эффективность	34
2.2.1 Детекторы для установки ДЕЙТРОН	34
2.2.2 Детекторы для Тестового пучка	35
2.3 Выводы к главе 2	37
Глава 3. Моделирование диффузии и усиления в детекторе . . .	38
3.1 Однородное поле	40
3.2 Один каскад ГЭУ	42
3.3 Три каскада ГЭУ	44
3.4 Выводы к главе 3	49
Глава 4. Пространственное разрешение детекторов	50
4.1 Определение координаты трека	50
4.2 Метод измерения координаты трека	51

	Стр.
4.3	Определение пространственного разрешения 52
4.4	Метод измерения пространственного разрешения 54
4.4.1	Анализ координатной разности 55
4.4.2	Вклад многократного рассеяния 57
4.4.3	Вклад разрешения трековых детекторов 61
4.4.4	Вычитание вкладов 63
4.5	Зависимость разрешения от угла наклона трека 67
4.6	Метод юстировки детекторов по трекам 69
4.6.1	Описание метода 70
4.6.2	Моделирование применения метода 72
4.7	Пространственное разрешение в моделировании 76
4.7.1	Моделирование в программе GEANT4 76
4.7.2	Параметрическое моделирование 85
4.8	Пространственное разрешение в эксперименте 112
4.8.1	Схема эксперимента 112
4.8.2	Количество сработавших полосок в событиях 115
4.8.3	Сканирование событий по областям детектора 116
4.8.4	Сканирование событий по углу наклона треков 136
4.8.5	Результаты эксперимента 145
4.9	Сравнение моделирования с экспериментом 146
4.10	Теоретический анализ вычитания вкладов 148
4.11	Выводы к главе 4 149
Глава 5.	Внутренний трекер Супер Чарм-Тау Фабрики 150
5.1	Исследование вариантов внутреннего трекера 150
5.2	Влияние объёмного заряда на траекторию электронов 158
5.3	Выводы к главе 5 162
Заключение 163
Список литературы 165

Введение

Актуальность темы исследования

Координатные газовые детекторы применяются во многих экспериментах физики высоких энергий. Знание траектории элементарных частиц позволяет восстанавливать информацию о физических процессах, происходящих в точке их взаимодействия. В последние десятилетия значительный прогресс в технике регистрации частиц был достигнут благодаря созданию микроструктурных газовых детекторов [1] и, в частности, детекторов на основе газовых электронных умножителей (ГЭУ) [2]. Размеры элементов усиливающей и считывающей структуры таких детекторов находятся в субмиллиметровом диапазоне. ГЭУ внутри детектора могут быть расположены в каскадной схеме, благодаря чему удаётся распределить усиление в пространстве, что позволяет подавлять пробои в интенсивных пучках сильно ионизирующих частиц [3], подавлять ионные [4] и фотонные обратные связи [5]. Детекторы на основе ГЭУ обладают пространственным разрешением менее 50 мкм [6], загрузочной способностью до $10^7 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ [7], а также высокой эффективностью на уровне 99% и радиационной стойкостью, характеризующейся сохранением стабильной работы после прохождения через детектор интегрального заряда более 20 мКл/мм^2 [8]. Временное разрешение микроструктурных газовых детекторов находится на уровне 10 нс [9]. Технологии производства позволяют создавать детекторы различной формы [10] с регистрирующей областью в сотни квадратных метров [11].

В Институте ядерной физики имени Г. И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук (ИЯФ СО РАН) детекторы на основе ГЭУ применяются в следующих экспериментах на ускорительном комплексе ВЭПП-4 [12]: в системе регистрации рассеянных электронов [13] детектора КЕДР [14]; в координатной системе установки ДЕЙТРОН [15]; на установке Тестовый пучок электронов [16]; на установке Лазерный поляриметр [17]. Детекторы на основе газовых микроструктурных технологий предлагаются для модернизации торцов координатной системы детектора КМД-3 [18] ускорительного комплекса ВЭПП-2000 [19]. Также разрабатывается проект внутреннего трекера детектора будущей Супер Чарм-Тау Фабрики [20] с применением ГЭУ. Таким образом, детекторы на основе ГЭУ представляют собой эффективный инструмент физики элементарных частиц, а изучение характеристик детекторов данного типа является актуальной научной задачей.

Степень разработанности темы исследования

В данной работе измерялись характеристики детекторов на основе ГЭУ для установки ДЕЙТРОН и для установки Тестовый пучок электронов ускорительного комплекса ВЭПП-4. Данные детекторы были собраны в ИЯФ СО РАН и являются уникальными. Среди других детекторов наиболее схожи с ними детекторы на основе ГЭУ для эксперимента COMPASS [6], эффективность регистрации которых по измерениям составила более 98% при коэффициенте газового усиления на уровне 8000. Также в статье [6] утверждается, что измеренное пространственное разрешение детекторов на основе ГЭУ для эксперимента COMPASS составляет 46 ± 3 мкм, однако в данной статье [6] отсутствует детальное описание расчёта полученного значения.

Для понимания механизмов функционирования детектора проводится численное моделирование его работы. Также моделирование позволяет оптимизировать детектор путём варьирования параметров, от которых зависят его характеристики. Обзор методов моделирования процессов, происходящих при регистрации частиц детекторами на основе ГЭУ, представлен в статье [21], где кратко говорится о разработке программы, позволяющей рассчитывать пространственное и временное разрешение детекторов. Однако в данной статье [21] представлены результаты только для частного случая моделирования пространственного разрешения детектора с одним ГЭУ в своём составе.

Цели и задачи диссертационной работы

Целью данной работы является теоретическое и экспериментальное изучение основных характеристик детекторов на основе ГЭУ, а также численное моделирование работы внутреннего трекера детектора будущей Супер Чарм-Тау Фабрики.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Провести измерение коэффициента газового усиления, эффективности регистрации и пространственного разрешения детекторов на основе ГЭУ, собранных в ИЯФ СО РАН.
2. Разработать моделирование процесса диффузии электронов в детекторах на основе ГЭУ и рассчитать коэффициент эффективной поперечной диффузии электронов.
3. Построить моделирование процесса измерения пространственного разрешения детекторов на основе трёхкаскадных ГЭУ и установить фи-

зические пределы пространственного разрешения детекторов данного типа.

4. Изучить возможность регистрации пи-мезонов внутренним трекером детектора Супер Чарм-Тау Фабрики на основе различных технологий.
5. Исследовать влияние объёмного заряда положительных ионов внутри время-проекционной камеры на искажение траектории электронов ионизации.

Научная новизна работы

1. Моделирование процесса диффузии и газового усиления электронов в рабочем газе $\text{Ar}(70\%)\text{-CO}_2(30\%)$ детектора на основе трёхкаскадных ГЭУ продемонстрировало, что коэффициент эффективной поперечной диффузии составляет $300 \pm 20 \text{ мкм}/\sqrt{\text{см}}$ при напряжённости электрического поля $2,0 \text{ кВ}/\text{см}$ в дрейфовом промежутке и $3,5 \text{ кВ}/\text{см}$ в остальных промежутках. При моделировании диффузии электрона в однородном электрическом поле напряжённостью $5 \text{ кВ}/\text{см}$ был получен коэффициент поперечной диффузии, который находился на уровне $320 - 330 \text{ мкм}/\sqrt{\text{см}}$. Таким образом, было обнаружено, что работа трёхкаскадных ГЭУ эффективно сужает облако электронов ионизации.
2. Экспериментально установлено, что пространственное разрешение детекторов на основе трёхкаскадных ГЭУ находится в диапазоне $15 - 30 \text{ мкм}$. Из моделирования следует, что применение коррективы дифференциальной нелинейности к методу центра тяжести при восстановлении координаты треков позволяет получить пространственное разрешение на уровне 10 мкм , что представляется физическим пределом для детекторов данного типа.
3. Средствами моделирования установлен минимальный импульс пи-мезонов, при котором их траектории могут быть достоверно реконструированы внутренним трекером детектора будущей Супер Чарм-Тау Фабрики на основе время-проекционной камеры. Данный импульс составляет $55 \text{ МэВ}/c$. Такая величина порогового импульса получена для варианта вакуумной трубы, состоящей из 3 мм бериллия и $0,5 \text{ мм}$ парафина. Внутренняя стенка время-проекционной камеры при этом состоит из 50 мкм каптона, 100 мкм тефлона и 5 мкм меди.
4. Обнаружено, что применение внутри время-проекционной камеры газовой смеси $\text{Ar}(45\%)\text{-iC}_4\text{H}_{10}(15\%)\text{-CF}_4(40\%)$ обеспечивает минимальные

искажения траектории электронов ионизации, составляющие до 2 мм на 30 см дрейфа, что позволяет применять данную газовую смесь во внутреннем трекаре детектора Супер Чарм-Тау Фабрики.

Теоретическая и практическая значимость работы

1. Полученный в детальном моделировании коэффициент эффективной поперечной диффузии электронов в детекторе на основе трёхкаскадных ГЭУ позволяет в дальнейшем проводить параметрическое моделирование для детекторов данного типа.
2. В моделировании установлено, что минимум пространственного разрешения достигается при шаге полосок считывающей структуры 300 мкм, однако зависимость пространственного разрешения от шага полосок является слабой, поэтому пространственное разрешение на уровне 15 – 20 мкм можно получать и при шаге полосок 500 мкм. Такое пространственное разрешение достигается в стандартном режиме работы. Вычисленные значения пространственного разрешения позволяют корректно учитывать погрешности в экспериментах, где в трековой системе присутствуют детекторы на основе ГЭУ.
3. Установленный в моделировании предел на минимальный импульс пимезонов, допускающий их реконструкцию, а также расчёт искажений траекторий электронов ионизации за счёт объёмного заряда важны для формирования и уточнения физической программы Супер Чарм-Тау Фабрики.

Методология и методы исследования

В данной работе применялись методы численного моделирования физических процессов взаимодействия элементарных частиц с применением следующих программ: GEANT4 [22], HEED [23], Garfield++ [24], ANSYS [25], DD4HEP [26], COMSOL [27]. При общем анализе данных применялись методы статистической обработки средствами программы ROOT [28].

Основные положения, выносимые на защиту

1. Детекторы на основе ГЭУ для установки ДЕЙТРОН и для Тестового пучка, собранные в ИЯФ СО РАН, способны стабильно работать в пропорциональном режиме при коэффициенте газового усиления до 5×10^4 . Эффективность детекторов находится на уровне 99% для коэффициента усиления, превышающего 2×10^4 .

2. Коэффициент эффективной поперечной диффузии электронов при дрейфе в рабочем газе детектора на основе трёхкаскадных ГЭУ составляет 300 ± 20 мкм/ $\sqrt{\text{см}}$. Данное значение получено в моделировании для газа Ar(70%)-CO₂(30%) при стандартных условиях, когда в дрейфовом промежутке напряжённость электрического поля равна 2,0 кВ/см, а в остальных промежутках 3,5 кВ/см.
3. Пространственное разрешение детекторов на основе трёхкаскадных ГЭУ для Тестового пучка электронов, собранных в ИЯФ СО РАН, находится на уровне 15 – 30 мкм при регистрации ортогональных треков релятивистских электронов.
4. Минимальный пороговый импульс пи-мезона, допускающий его стабильную регистрацию во внутреннем трекаре детектора Супер Чарм-Тау Фабрики на основе время-проекционной камеры, равен 55 МэВ/с. Такая величина порогового импульса получена для варианта вакуумной трубы, состоящей из 3 мм бериллия и 0,5 мм парафина. Внутренняя стенка время-проекционной камеры при этом состоит из 50 мкм каптона, 100 мкм тефлона и 5 мкм меди.
5. Газовая смесь Ar(45%)-iC₄H₁₀(15%)-CF₄(40%) обеспечивает минимальные искажения траектории электронов ионизации в рабочем газе внутреннего трекара детектора Супер Чарм-Тау Фабрики. Характерная максимальная величина искажений составляет 2 мм на 30 см дрейфа.

Степень достоверности и апробация результатов

Результаты моделирования сравнивались с физическими оценками, а также с известными экспериментальными результатами для средних характеристик моделируемых процессов. Результаты моделирования одних и тех же процессов проверялись в разных программах, таких как GEANT4 и NEED.

Измерения характеристик детекторов проводились многократно и в разных постановках как в лаборатории, так и в сопутствующем режиме во время экспериментов, при этом результаты согласовывались и оставались стабильными с течением времени.

Основные результаты, составляющие материал настоящей работы, докладывались и обсуждались на следующих международных конференциях:

1. Vienna Conference on Instrumentation, Vienna, Austria, 15 – 19 February 2016.

2. CERN-BINP Workshop for Young Scientists in e⁺e⁻ Colliders, Geneva, Switzerland, 22 – 25 August 2016.
3. Instrumentation for Colliding Beam Physics (INSTR-2017), Novosibirsk, Russia, 27 February – 3 March 2017.
4. Frontier Detectors for Frontier Physics, Isola d'Elba, Italy, 27 May – 2 June 2018.
5. Joint Workshop on Future Tau-Charm Factory, Orsay, France, 4 – 7 December 2018.
6. International Workshop on e⁺e⁻ collisions from Phi to Psi (PHIPSI-2019), Novosibirsk, Russia, 25 February – 1 March 2019.
7. Micro Pattern Gaseous Detectors Conference (MPGD-2019), La Rochelle, France, 5 – 10 May 2019.
8. Instrumentation for Colliding Beam Physics (INSTR-2020), Novosibirsk, Russia, 24 – 28 February 2020.
9. RD51 collaboration meeting, Santiago de Compostela, Spain, 5 – 9 October 2020.
10. International Conference on Position Sensitive Detectors (PSD12), Birmingham, UK, 12 – 17 September 2021.

Публикации

Основные результаты диссертационной работы представлены в 6 публикациях [29–34], 6 из них в рецензируемых научных изданиях, рекомендованных ВАК Министерства образования и науки Российской Федерации:

1. Kudryavtsev V. N. Spatial resolution of the detectors based on Gas Electron Multipliers / V. N. Kudryavtsev, T. V. Maltsev, L. I. Shekhtman. – Текст: электронный // Journal of Instrumentation. – 2020. – Vol. 15, nr. 05. – P. C05018. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/05/C05018>. – Дата публикации: 11.05.2020.
2. Kudryavtsev, V. N. Spatial resolution of triple-GEM detectors / V. N. Kudryavtsev, T. V. Maltsev, L. I. Shekhtman. – Текст: электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 2019. – Vol. 936. – P. 482-484. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.10.140>. – Дата публикации: 21.08.2019.
3. Kudryavtsev, V. N. Limits of a spatial resolution of the cascaded GEM based detectors / V. N. Kudryavtsev, T. V. Maltsev, L. I. Shekhtman.

- Текст: электронный // Journal of Instrumentation. – 2017. – Vol. 12, nr. 06. – P. C06015. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/06/C06051>. – Дата публикации: 19.06.2017.
4. Kudryavtsev, V. N. Study of spatial resolution of coordinate detectors based on Gas Electron Multipliers / V. N. Kudryavtsev, T. V. Maltsev, L. I. Shekhtman. – Текст: электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 2017. – Vol. 845. – P. 289-292. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.06.66>. – Дата публикации: 15.06.2016
 5. Time Projection Chamber as Inner Tracker for Super Charm-Tau factory at BINP / V. K. Vadakeppattu, A. V. Sokolov, L. I. Shekhtman, T. V. Maltsev. – Текст: электронный // Journal of Instrumentation. – 2020. – Vol. 15, nr. 07 – P. C07021. – URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/07/C07021>. – Дата публикации: 14.07.2020.
 6. Development of compact TPC for future Super Charm-Tau Factory detector / A. Sokolov, T. Maltsev, L. Shekhtman, V. K. Vadakeppattu. – Текст: электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 2022. – Vol. 1040. – P. 167225. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2022.167225>. – Дата публикации: 20.07.2022.

Личный вклад автора диссертации

Изложенные в работе результаты получены автором лично либо при его определяющем вкладе. Автором проведено численное моделирование процесса регистрации электронов детектором на основе трёхкаскадных ГЭУ и получены значения пространственного разрешения. Автор принимал участие в наборе экспериментальных данных на Тестовом пучке электронов ускорительного комплекса ВЭПП-4 и выполнял статистическую обработку полученных данных для измерения эффективности регистрации, коэффициента газового усиления и пространственного разрешения детекторов на основе ГЭУ. Автор построил моделирование работы внутреннего трекера детектора Супер Чарм-Тау Фабрики и рассчитал минимальный импульс, допускающий реконструкцию траектории пи-мезонов. Автор исследовал искажение траектории электронов ионизации за счёт объёмного заряда положительных ионов внутри время-проекционной камеры и вычислил параметры, обеспечивающие минимальные искажения.

Вклад автора в опубликованные статьи по теме диссертации является определяющим. Авторский вклад диссертанта в статьи 1 – 4 заключается в построении моделирования регистрации частиц детектором на основе ГЭУ и расчёте пространственного разрешения детекторов данного типа; в обработке экспериментальных данных и определении коэффициента усиления, эффективности регистрации и пространственного разрешения детекторов на основе ГЭУ. Авторский вклад диссертанта в статьи 5 – 6 заключается в моделировании искажения силовых линий электрического поля внутри время-проекционной камеры за счёт объёмного заряда положительных ионов.

Структура и объём работы

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы. Полный объём диссертации составляет 174 страницы, включая 126 рисунков и 42 таблицы. Список литературы содержит 77 наименований.

Глава 1. Детекторы на основе ГЭУ

В настоящей главе описаны принципы работы детекторов на основе ГЭУ и перечислены эксперименты ИЯФ с их применением.

1.1 Газовый электронный умножитель

ГЭУ представляет собой диэлектрическую плёнку, покрытую с двух сторон проводящим материалом, в котором проделано множество регулярно расположенных отверстий, как показано на рисунке 1. В наиболее распространённом случае в качестве диэлектрика используется каптон¹ толщиной 50 мкм, а проводящим материалом выступает медь толщиной 5 мкм. Отверстия имеют форму двойного конуса. Расстояние между центрами отверстий ГЭУ составляет 140 мкм, диаметр отверстий в плоскости медной фольги равен 80 мкм, а в плоскости центра каптоновой плёнки – 60 мкм. ГЭУ изготавливаются методом фотолитографии путём химического травления меди и каптона [35].

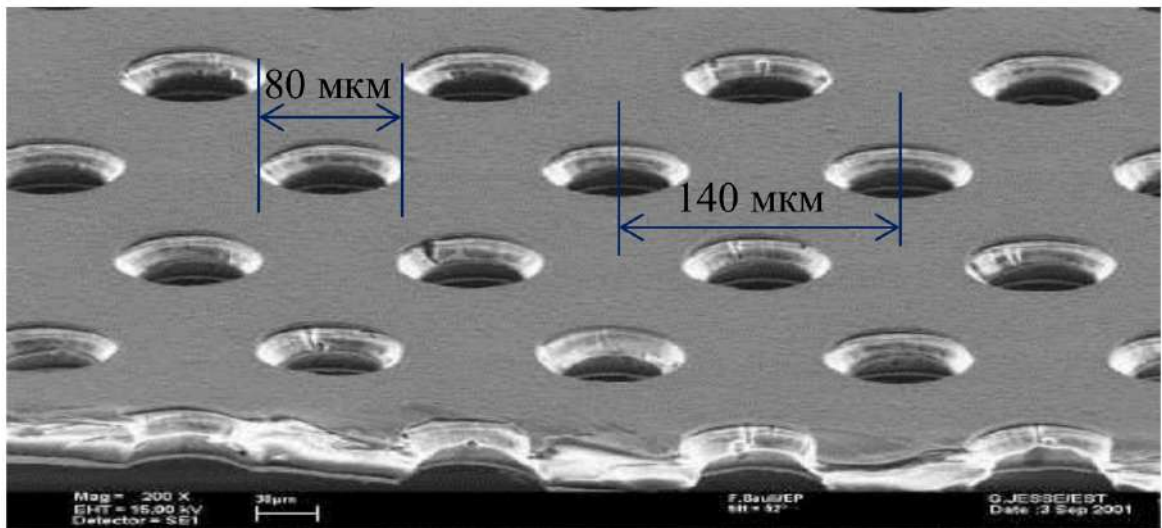


Рисунок 1 — Изображение газового электронного умножителя, полученное на сканирующем электронном микроскопе [36]

¹Каптон – торговое название полиимида, разработанного компанией DuPont.

На электроды ГЭУ подаётся напряжение 300 – 500 В, при этом в отверстиях формируется электрическое поле напряжённостью 50 – 100 кВ/см, как показано на рисунке 2. Первичные электроны, возникающие при ионизации в газовом промежутке перед ГЭУ, фокусируются в отверстия при дрейфе вдоль силовых линий. Под действием электрического поля в отверстиях развиваются электронные лавины. Значительная часть электронов лавины может покинуть отверстия и выйти в последующий газовый промежуток, что может быть использовано для размножения электронов в каскадах или для регистрации на считывающем анодном электроде.

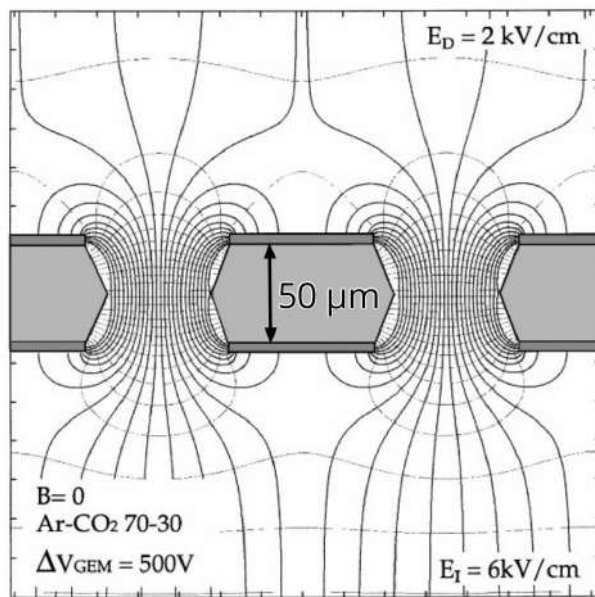


Рисунок 2 — Конфигурация электрического поля в ГЭУ для типичных условий работы [37]

Увеличивая число каскадов, можно достичь высоких коэффициентов усиления. Например, в большинстве газовых смесей с молекулярными добавками максимальное усиление трёхкаскадных ГЭУ в десять раз превышает максимальное усиление ГЭУ из двух каскадов, достигая величины 10^5 [38]. При анализе экспериментальных данных [39] по эффективности работы детекторов, был сделан вывод о том, что двухкаскадные структуры не обеспечивают эффективной работы детектора до начала пробоев в газе в присутствии потока сильно ионизирующих частиц (адронов), а трёхкаскадные ГЭУ удовлетворяют этому условию. При этом повышенная устойчивость трёхкаскадных структур к пробоям связана, в первую очередь, с пониженным рабочим напряжением на одном ГЭУ [40]. Детекторы на основе трёхкаскадных ГЭУ применяются наиболее часто.

1.2 Детекторы на основе ГЭУ в ИЯФ СО РАН

Детекторы на основе ГЭУ применяются в ИЯФ СО РАН в составе следующих установок:

1. Детектор КЕДР [14];
2. Установка ДЕЙТРОН [15];
3. Тестовый пучок электронов ВЭПП-4 [16];
4. Лазерный поляриметр ВЭПП-4 [17];
5. Детектор КМД-3 [18] (проект модернизации);
6. Детектор Супер Чарм-Тау Фабрики [20] (проект создания).

В настоящем разделе будет дано описание перечисленных установок.

1.2.1 Детектор КЕДР

В составе детектора КЕДР электрон-позитронного коллайдера ВЭПП-4М работает система регистрации рассеянных электронов (СРРЭ). СРРЭ служит для изучения двухфотонных процессов, происходящих при взаимодействии электронов и позитронов. Получение информации о кинематике двухфотонных реакций осуществляется посредством измерения параметров электрона и позитрона (для краткости называемых рассеянными электронами), потерявших часть энергии в двухфотонном взаимодействии. В СРРЭ используется двухплечевая магнитная система, одно плечо которой представлено на рисунке 3.

Дипольные магниты М1 и М2 позволяют регистрировать рассеянные электроны, покидающие точку взаимодействия под нулевым углом. Рассеянные электроны, потерявшие часть энергии, при помощи магнитного поля выводятся с равновесной орбиты и затем регистрируются в одной из четырёх координатных станций TS1 – TS4. Квадрупольные линзы L1 и L2 так фокусируют рассеянные электроны, что угол вылета из точки взаимодействия не влияет на их поперечную координату в плоскости детекторов. Таким образом, имеется возможность однозначно определять энергию рассеянных электронов, измеряя их координату в плоскости орбиты пучка.

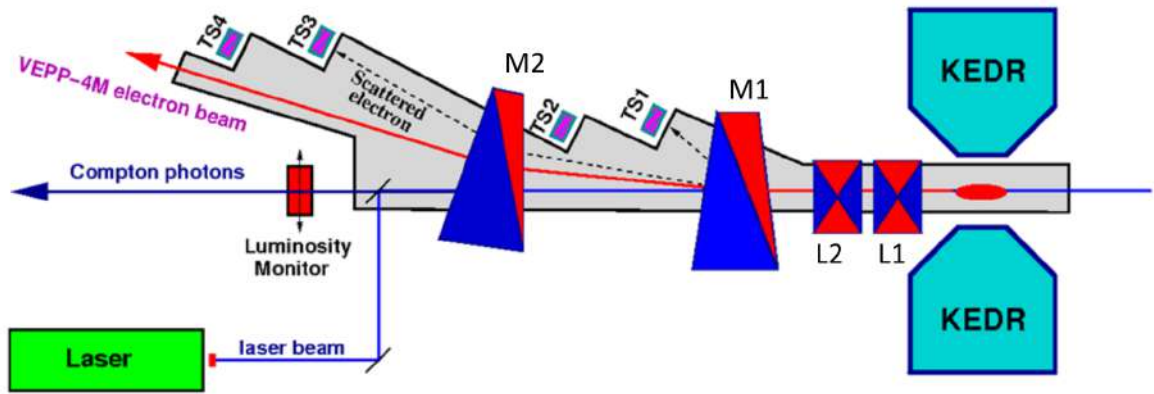


Рисунок 3 — Схема одного плеча системы регистрации рассеянных электронов детектора КЕДР [41]

До модернизации в СРРЭ было восемь станций на основе дрейфовых трубок. Затем было принято решение модернизировать систему для улучшения пространственного разрешения и обеспечения подавления фона от однократного тормозного излучения (ОТИ). В результате, каждая станция СРРЭ была дополнена двухкоординатным детектором высокого разрешения на основе трёхкаскадных ГЭУ, расположенным перед годоскопом из дрейфовых трубок. Размер чувствительной области детекторов для СРРЭ КЕДР составляет от $128 \text{ мм} \times 100 \text{ мм}$ до $256 \text{ мм} \times 100 \text{ мм}$. При этом удалось улучшить пространственное разрешение с $\sim 300 \text{ мкм}$ до $\sim 70 \text{ мкм}$. Двухкоординатный съём сигнала позволил подавлять фон от ОТИ. Также детекторы на основе ГЭУ продемонстрировали достаточно стабильную работу без пробоев при коэффициенте газового усиления $(2 - 4) \times 10^4$ с эффективностью регистрации электронов и позитронов на уровне 95% – 98% [42].

1.2.2 Установка ДЕЙТРОН

Физическая программа установки ДЕЙТРОН включает проведение фотоядерных экспериментов, предполагающих изучение процессов фотодезинтеграции, рождения мезонов на дейтроне, фоторождения мезонов на протоне и на квазисвободном нейтроне в дейтроне с измерением поляризационных наблюдаемых, сечений реакций и угловых распределений.

Для выполнения физической программы необходимо измерять траектории электронов, провзаимодействовавших с мишенью, для чего применяется три координатных детектора на основе ГЭУ. Внутри каждого детектора располагается четыре газовых промежутка, разделённых тремя ГЭУ, как показано на рисунке 4. Рабочим газом является $\text{Ar}(75\%)\text{-CO}_2(25\%)$ при атмосферном давлении. Параметры газовых промежутков детектора для установки ДЕЙТРОН представлены в таблице 1.

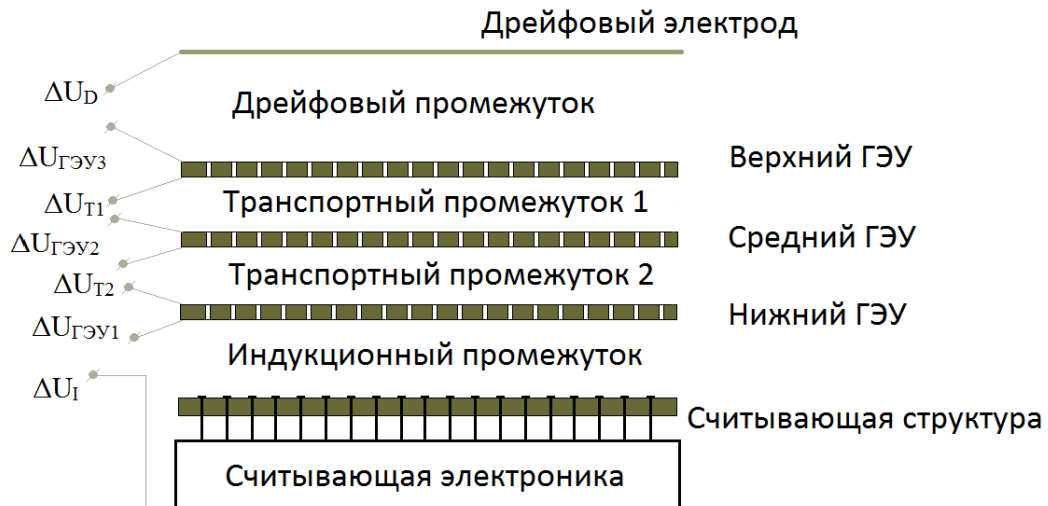


Рисунок 4 — Схема детектора на основе трёхкаскадных ГЭУ

Таблица 1 — Параметры газовых промежутков внутри детектора на основе трёхкаскадных ГЭУ для установки ДЕЙТРОН. Указаны характерные значения напряжённости электрического поля в рабочем режиме.

Название	Толщина [мм]	Поле [кВ/см]
Дрейфовый	3,0	3,0
Первый транспортный	1,5	3,0
Второй транспортный	1,5	3,0
Индукционный	2,0	5,0

Считывающая полосковая структура детекторов расположена на каптоновой фольге толщиной 50 мкм. Толщина меди на каждой стороне каждого ГЭУ и считывающей структуре детектора равна приблизительно 3 мкм. Считывающая структура детектора для установки ДЕЙТРОН состоит из двух слоёв,

расстояние между которыми по высоте составляет 50 мкм. Структура слоёв схематически представлена на рисунке 5.

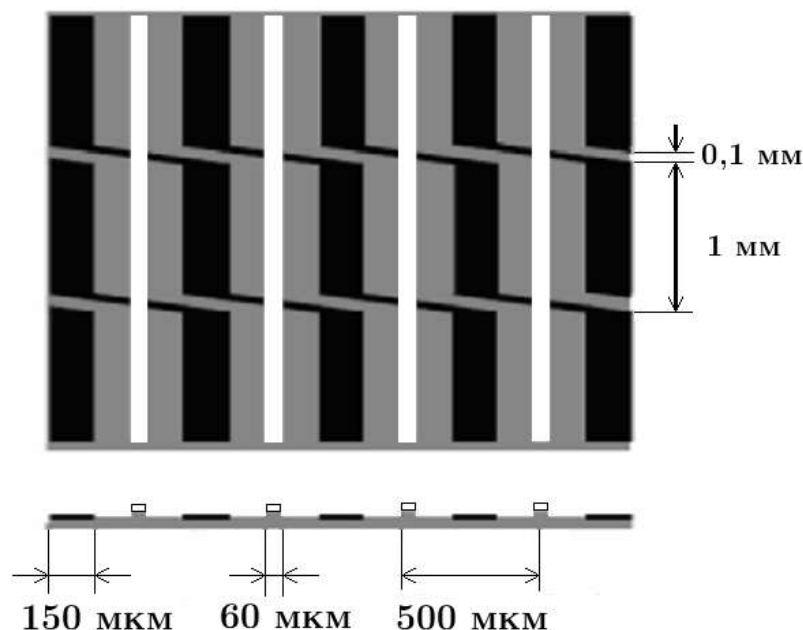


Рисунок 5 — Считывающая структура детектора на основе ГЭУ для установки ДЕЙТРОН. Верхний слой обозначен белым цветом, нижний слой — чёрным

В верхнем слое расположены прямые полосы шириной 60 мкм, шаг которых равен 500 мкм. Нижний слой содержит полосы шириной 150 мкм (стерео-полоски) и наклонные перемычки. Полоски нижнего слоя разделены вдоль на короткие прямые секции, а наклонные перемычки так соединяют ближайшие прямые секции, что в среднем образуются полосы, наклонённые под углом 30° к прямым полоскам верхнего слоя. Полоски нижнего слоя также будем называть наклонными полосками. Конфигурация нижнего слоя обеспечивает равномерное наведение заряда на наклонную полосу, которое не зависит от координаты вдоль полосы. Соотношение между шириной прямых и наклонных полосок выбрано в соответствии с требованием равного деления наведённого заряда между верхним и нижним слоем считывающей структуры. Считывающая структура детектора на основе ГЭУ для установки ДЕЙТРОН содержит 320 прямых и 320 наклонных полосок. Размер регистрирующей области детектора для установки ДЕЙТРОН составляет 160 мм × 40 мм [43]. Прототип детектора на основе ГЭУ для установки ДЕЙТРОН представлен на рисунке 6.

В эксперименте требуется быстрая регистрация сигнала от первичных частиц, поэтому была выбрана схема электроники, при которой сигнал во время

эксперимента непрерывно записывается в аналоговую память, а вычитывание и оцифровка данных осуществляется после прихода сигнала триггера.

Каждая полоска считывающей структуры детектора приварена к отдельной входной площадке канала специализированной большой интегральной схемы (СВИС) зарядо-чувствительных усилителей APC128 [44] (Analog Pipeline Chip), представляющей собой бескорпусной чип, содержащий 128 каналов. Каждый канал состоит из малошумящего зарядо-чувствительного усилителя (ЗЧУ) на входе и 32 ячеек аналоговой памяти внутри. Кроме того, чип содержит выходной аналоговый мультиплексор, через который сигналы, сохранённые в аналоговой памяти, могут быть последовательно выведены на вход внешнего АЦП и оцифрованы. Максимальная частота записи и чтения аналоговой памяти составляет 10 МГц, величина которой достаточна для работы детекторов в эксперименте.

Центральным процессорным устройством детектора является программируемая логическая интегральная схема (ПЛИС) Altera Cyclone III. Обмен данными между компьютером и детектором осуществляется через интерфейс Ethernet с максимальной скоростью передачи данных 100 МБит/с, а приём триггера и сигнала фазы идёт через коаксиальный кабель РК50 по стандарту NIM.

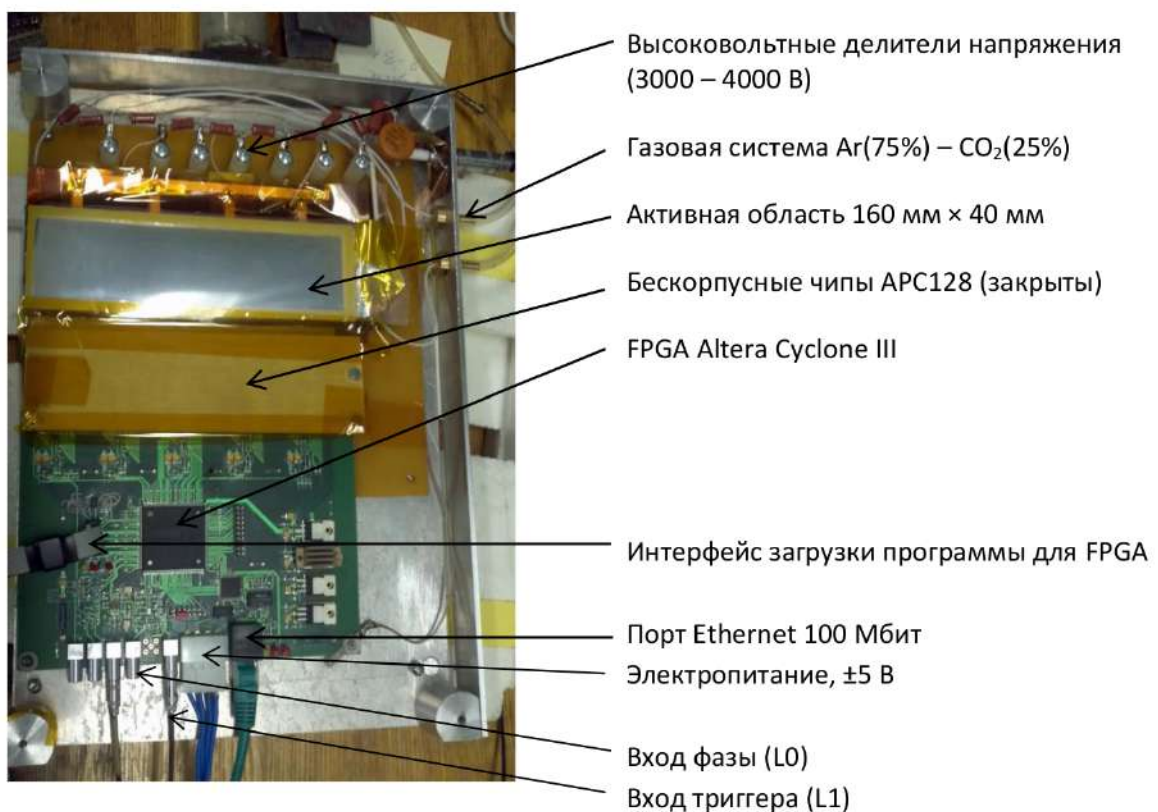


Рисунок 6 — Прототип детектора на основе ГЭУ для установки ДЕЙТРОН

Физическая программа исследований на установке ДЕЙТРОН определяет требования к координатным детекторам в своём составе. Детекторы, должны обладать пространственным разрешением лучше 50 мкм, и содержать малое количество материала (меньше 0,5% X_0) для снижения эффекта многократного рассеяния регистрируемых электронов. В состав модернизированной установки ДЕЙТРОН входят три детектора на основе ГЭУ. Суммарно было изготовлено четыре детектора (один был запасной). Детекторы нумеровались в хронологическом порядке их создания, начиная с №1 (DEUTERON1). После создания всех четырёх детекторов выяснилось, что у детектора №1 часть наклонных полосок не регистрирует сигнал в силу их механического повреждения, поэтому детектор №1 в некоторых областях не способен измерять вертикальную координату, но в любом случае может использоваться в экспериментах, так как с его помощью можно измерять горизонтальные координаты треков. В детекторе №2 (DEUTERON2) один сектор электрода оказался неработающим. В силу того, что этот сектор располагается в месте, где ожидался высокий поток частиц, применение данного детектора в эксперименте стало невозможным. Детекторы №3 (DEUTERON3) и №4 (DEUTERON4) являлись в практическом отношении исправными, поэтому было проведено экспериментальное изучение их характеристик. Схематическое изображение установки ДЕЙТРОН представлено на рисунке 7.

Установка ДЕЙТРОН располагается внутри экспериментального прямолинейного промежутка ВЭПП-3, в её состав входят три дипольных магнита Д1, Д2 и Д3 с интегралами магнитных полей 0,248 Тл·м, 0,562 Тл·м и 0,314 Тл·м. Внутренняя мишень находится между первым и вторым магнитом. В направлении первоначального пучка располагается сцинтилляционный счётчик С1, который регистрирует тормозные гамма-кванты. Электроны, энергия которых уменьшилась в результате какой-либо реакции на мишени, и которые при этом сохранили направление движения, близкое к первоначальному, отклоняются от траектории пучка накопителя полем второго магнита и через специальное окно выводятся из вакуумной трубы накопителя. Координатные детекторы КД1, КД2 и КД3 определяют координаты пролёта этих электронов. После координатных детекторов располагается триггерный сцинтилляционный счётчик С2, который регистрирует электроны, прошедшие через эти координатные детекторы. Антисовпадения сцинтилляторов С1 и С2 позволяет подавлять большую часть событий тормозного излучения электронов на ядрах мишени.

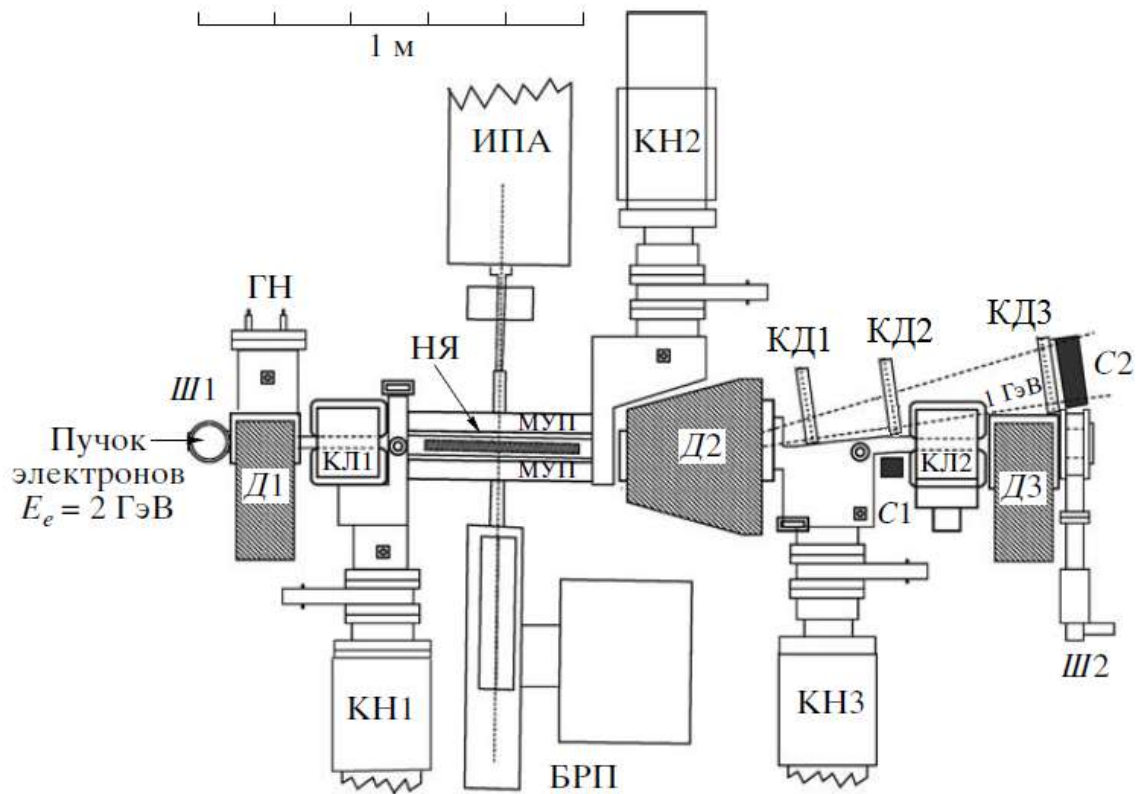


Рисунок 7 — Установка ДЕЙТРОН [15]. Вид сверху. Д1, Д2, Д3 — дипольные магниты; КЛ1, КЛ2 — квадрупольные линзы; МУП — магнит управления направлением поляризации мишени; КД1, КД2, КД3 — координатные детекторы; С1, С2 — триггерные сцинтилляционные счётчики; ИПА — источник поляризованных атомов; НЯ — накопительная ячейка мишени; БРП — поляриметр Брейта-Раби атомов струи ИПА; КН1, КН2, КН3, ГН — криогенные и геттерный насосы; Ш1, Ш2 — пролётные шиберы экспериментального промежутка

1.2.3 Тестовый пучок электронов ВЭПП-4

На установке Тестовый пучок электронов ускорительного комплекса ВЭПП-4 (рисунок 8) проводятся испытания новых типов детекторов элементарных частиц для научных и прикладных задач [45], [46].

Одним из основных компонентов установки является дипольный поворотный магнит с максимальным полем 1,5 Тл, осуществляющий спектрометрические функции по выделению и направлению электронов определённой энергии на детекторы, испытания которых проводятся в данный момент. Тестовый пучок может обеспечивать поток электронов с энергией от 100 МэВ до 3500 МэВ.

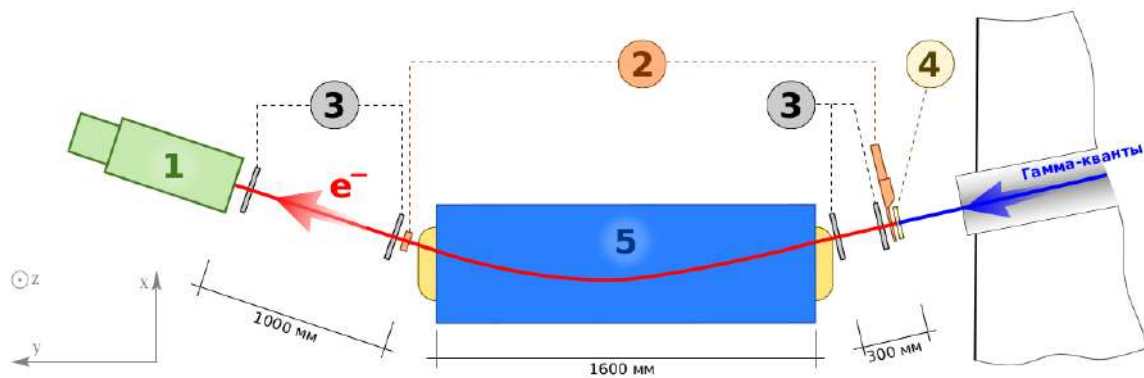


Рисунок 8 — Тестовый пучок электронов ускорительного комплекса ВЭПП-4 [16]: 1 – ВГО калориметр, 2 – сцинтилляционные счетчики, 3 – координатные детекторы на основе ГЭУ, 4 – конверсионная мишень, 5 – поворотный магнит

Для усовершенствования установки с двух сторон магнита было установлено по паре координатных детекторов высокого разрешения на основе ГЭУ. Такое усовершенствование повысило точность измерения энергии регистрируемых электронов. Детекторы на основе трёхкаскадных ГЭУ для Тестового пучка имеют схожую конфигурацию с детекторами для установки ДЕЙТРОН, представленную на рисунке 4. Отличие между детекторами проявляется в разной толщине газовых промежутков и в разной конфигурации считывающей структуры. Параметры газовых промежутков детектора для Тестового пучка представлена в таблице 2.

Таблица 2 — Параметры газовых промежутков внутри детектора на основе трёхкаскадных ГЭУ для Тестового пучка. Указаны характерные значения напряжённости электрического поля в рабочем режиме.

Название	Толщина [мм]	Поле [кВ/см]
Дрейфовый	4,5	1,5
Первый транспортный	1,0	3,5
Второй транспортный	1,0	3,5
Индукционный	2,0	3,5

Считывающая структура детектора для Тестового пучка состоит из двух слоёв, как показано на рисунке 9. Полоски верхнего слоя (X-полоски) перпендикулярны полоскам нижнего слоя (Y-полоскам). Ширина полосок верхнего

слоя равна 50 мкм. Полоски нижнего слоя имеют ширину 180 мкм. Считывающая структура детектора для Тестового пучка содержит 512 X-полосок и 256 Y-полосок. Полоски одного типа расположены с шагом 250 мкм. Расстояние между верхним и нижним слоем по высоте составляет 50 мкм. Такая конфигурация считывающей структуры обеспечивает равное деление наведённого заряда между слоями. Размер регистрирующей области детектора для Тестового пучка составляет 128 мм × 64 мм [47].

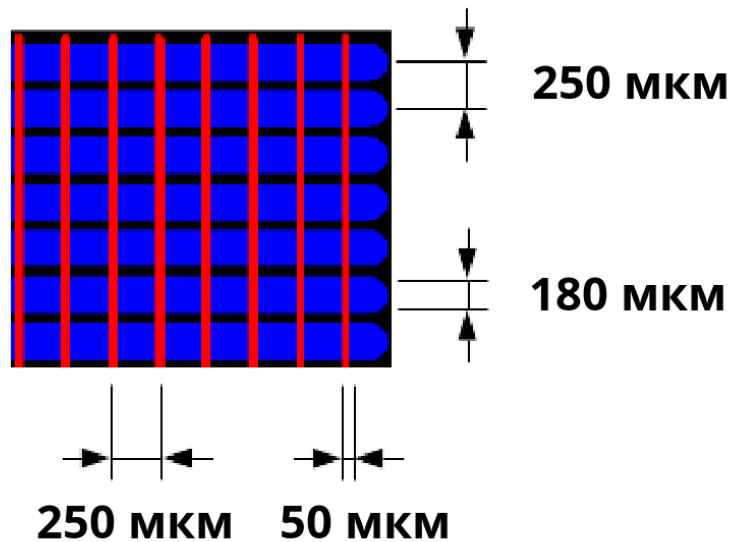


Рисунок 9 — Схема считывающей структуры детектора на основе ГЭУ для Тестового пучка

Суммарно было собрано четыре детектора на основе ГЭУ для Тестового пучка. Собранные детекторы получили следующие названия: ТВF0, ТВF1, ТВF2, ТВF3.

1.2.4 Лазерный поляриметр ВЭПП-4

Установка Лазерный поляриметр на ускорительном комплексе ВЭПП-4, представленная на рисунке 10, предназначена для калибровки энергии пучка методом резонансной деполяризации [48]. Существенной частью данной установки является детектор на основе трёхкаскадных ГЭУ, схема которого приведена на рисунке 11 [49].

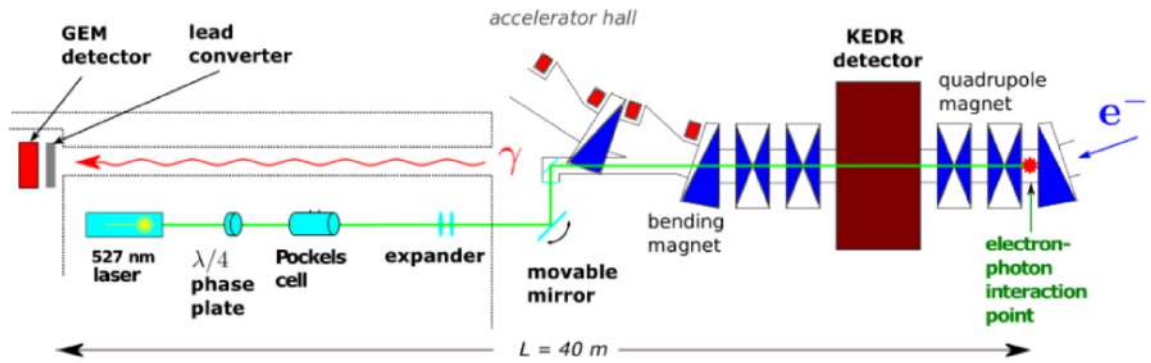


Рисунок 10 — Установка Лазерный поляриметр на ускорительном комплексе ВЭПП-4 [17]

Действующая установка успешно работает, используя эффект Тушека [50] для измерения поляризации при энергии до 2 ГэВ. Однако при более высокой энергии эффективность тушековского поляриметра является низкой. Поэтому для высокой энергии было предложено разработать Лазерный поляриметр, основанный на эффекте верхне-нижней асимметрии обратного комптоновского рассеяния [51] гамма-квантов с круговой поляризацией вертикально поляризованными электронами. Разность среднего вертикального угла рассеяния для левой и правой круговой поляризации зависит от поляризации пучка.

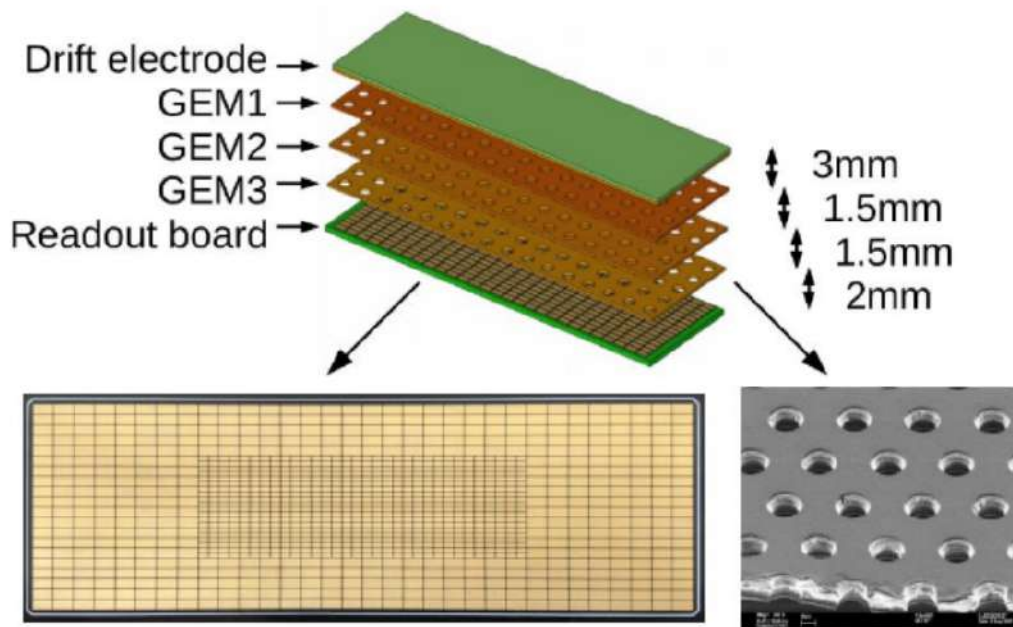


Рисунок 11 — Детектор на основе ГЭУ для установки Лазерный поляриметр [17]

Разработка детектора на основе трёхкаскадных ГЭУ для Лазерного поляриметра началась в 2015 году. В 2018 году детектор был полностью собран. Площадь регистрирующей области детектора составляет $128 \text{ мм} \times 40 \text{ мм}$. Считывающая структура представляет собой прямоугольную матрицу, состоящую из 1120 площадок, Размер площадок, расположенных в центре, равен $2 \text{ мм} \times 1 \text{ мм}$, а по краям: $4 \text{ мм} \times 2 \text{ мм}$. Считывающая электроника базируется на ASIC (application-specific integrated circuit) DMXG64A [52], разработанном в ИЯФ.

1.2.5 Детектор КМД-3

Физическая программа экспериментов с криогенным магнитным детектором КМД-3 (рисунок 12) на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-2000 включает в себя измерение эксклюзивных сечений e^+e^- аннигиляции в адроны, проверку изотопических соотношений между различными каналами аннигиляции, измерение параметров векторных мезонов, исследования в области двухфотонной физики.

В рамках модернизации детектора КМД-3 [53] предлагается установить торцевые диски (рисунок 13) на основе структуры μ -RWELL [54], общая схема которой представлена на рисунке 14.

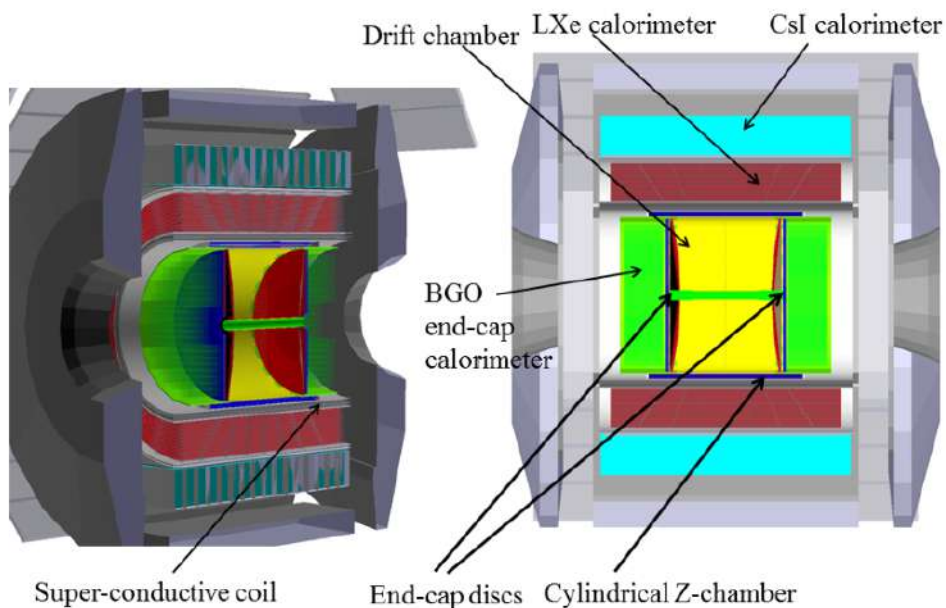


Рисунок 12 — Схема детектора КМД-3 [18]

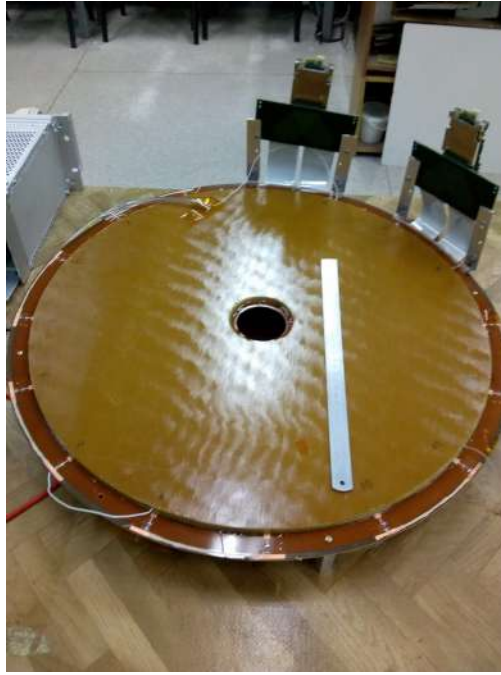


Рисунок 13 — Торцевые диски детектора КМД-3 с гибридными платами VMM [55]

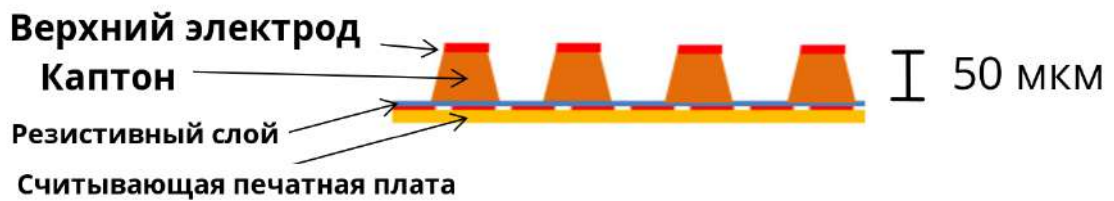


Рисунок 14 — Структура μ -RWELL [56]

Слово «WELL» в данном случае переводится с английского языка как «скважина» или «колодец». Буква «R» перед словом «WELL» расшифровывается как «Resistive» – резистивный. Буква « μ » перед «RWELL» означает, что характерный размер элементов конструкции находится на уровне десятков микрон. Структура μ -RWELL фактически представляет собой ГЭУ без нижнего электрода, расположенного непосредственно на считывающей печатной плате без какого-либо зазора. Если к верхнему электроду приложить достаточно высокий по величине отрицательный потенциал, то при прохождении заряженной частицы в отверстиях происходит газовое усиление и сигнал наводится на электроды, расположенные под резистивным слоем. Резистивный слой необходим для предотвращения пробоев, вероятность которых достаточно высока при однокаскадном усилении, которое и осуществляется в структуре μ -RWELL. Толщина газового зазора над структурой μ -RWELL в стандартной конфигурации составляет 3 мм, но зазор может быть увеличен.

Торцевые диски увеличат акцептанс триггера для заряженных частиц и повысят точность измерений полярного угла треков. Внутренний диаметр каждого торцевого диска составляет 10 см, внешний диаметр – 50 см. Считывающая структура дисков является двухслойной: нижний слой разделён на сектора по углу (φ -сектора), а верхний состоит из четверть-колец [57]. Каждый торцевой диск разделён на φ -сектора двух групп: область между радиусом 5 см и 15 см разделена на 144 сектора, а область по радиусу 15 – 25 см разделена на 288 секторов. Величина шага четверть-колец вдоль радиуса составляет 2 мм. Контакты ко всем электродам проложены через внутренние слои считывающей платы к разъёмам на краю диска.

Первые проверки прототипа μ -RWELL размером 10 см \times 10 см с различными газовыми смесями продемонстрировали способность данного однокаскадного детектора обеспечивать газовое усиление до 3×10^4 . Однако для того чтобы снизить вероятность пробоя, необходимо либо увеличить газовый промежуток, либо добавить второй каскад усиления.

1.2.6 Детектор Супер Чарм-Тау Фабрики

Супер Чарм-Тау Фабрика представляет собой проектируемую установку на встречных электрон-позитронных пучках, которая будет работать в области энергий от 2 ГэВ до 5 ГэВ в системе центра масс с высокой светимостью, достигающей 10^{35} см⁻²с⁻¹, и продольной поляризацией электронов в месте встречи.

Физическая программа установки включает изучение свойств τ -лептона и очарованных частиц; поиск явлений за рамками Стандартной Модели, включая CP -нарушение в распадах D -мезонов, несохранение лептонного числа, экзотические состояния. Для выполнения физической программы необходим универсальный магнитный детектор, проектируемая схема которого представлена на рисунке 15.

Первой регистрирующей системой детектора является внутренний трекер. Задача внутреннего трекера состоит в измерении импульса заряженных частиц и определении вершины распадов. Детекторы на основе микроструктурной газовой технологии [58] предлагаются в качестве возможного варианта реализации внутреннего трекера.

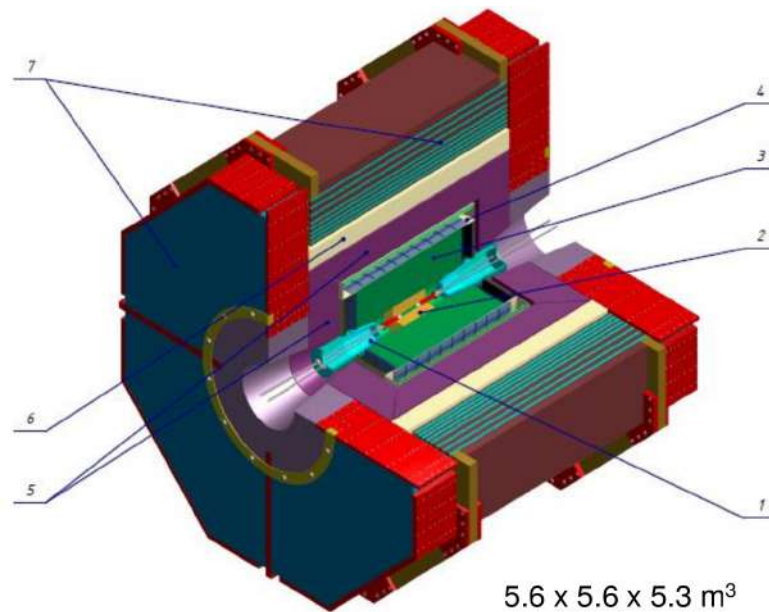


Рисунок 15 — Схема универсального магнитного детектора для Супер Чарм-Тау Фабрики [20]: 1 — вакуумная труба; 2 — внутренний трекер; 3 — дрейфовая камера; 4 — система идентификации частиц; 5 — калориметр; 6 — сверхпроводящая катушка; 7 — мюонная система

В настоящей работе проводилось моделирование процесса детектирования заряженных пи-мезонов внутренним трекером на основе различных технологий, а также моделирование искажения траектории электронов ионизации за счёт объёмного заряда во внутреннем трекаре, представляющем собой время-проекционную камеру.

1.3 Выводы к главе 1

Детекторы на основе ГЭУ обладают уникальными характеристиками, которые позволяют применять их в экспериментах, где требуется точное измерение координаты треков элементарных частиц. В данной работе исследовались детекторы на основе ГЭУ для установки ДЕЙТРОН и для установки Тестовый пучок электронов ускорительного комплекса ВЭПП-4. Также проводилось моделирование внутреннего трекара будущей Супер Чарм-Тау Фабрики, где изучались варианты применения газовых детекторов.

Глава 2. Коэффициент усиления и эффективность детекторов

В данной главе представлены результаты измерения коэффициента усиления и эффективности детекторов на основе ГЭУ для установки ДЕЙТРОН и для Тестового пучка.

Эффективность регистрации и коэффициент газового усиления детекторов №3 и №4 для установки ДЕЙТРОН были измерены [31] на Тестовом пучке в декабре 2016 года. Схема эксперимента показана на рисунке 16. Фотография двух детекторов для установки ДЕЙТРОН на Тестовом пучке представлена на рисунке 17.

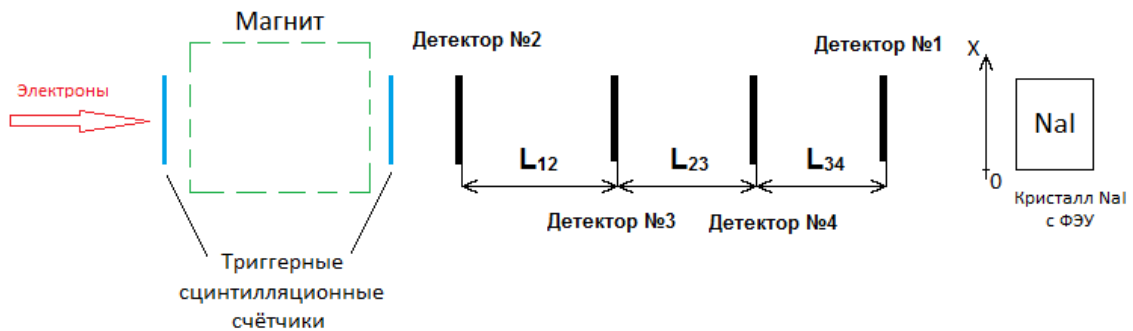


Рисунок 16 — Схематическое изображение экспериментальной установки. Расстояния между детекторами: $L_{12} = 81,2$ мм, $L_{23} = 78,0$ мм, $L_{34} = 73,2$ мм.

Расстояния измерены линейкой с последующей юстировкой по трекам.

Два детектора, ближайшие к изучаемому детектору, используются в качестве трековых детекторов

Время и место измерения характеристик детекторов для Тестового пучка представлено в таблице 3.

Таблица 3 — Измерение характеристик детекторов для Тестового пучка.

Детектор	Время измерения	Место измерения	Трековые детекторы
TBF0	Апрель 2018 года	Тестовый пучок	DEUT1 и DEUT3
TBF1	Февраль 2020 года	Тестовый пучок	DEUT3 и DEUT4
TBF2	Ноябрь 2020 года	Лаб., изотоп ^{90}Sr	Сцинтилляторы
TBF3	Февраль 2022 года	Тестовый пучок	TBF0 и TBF1

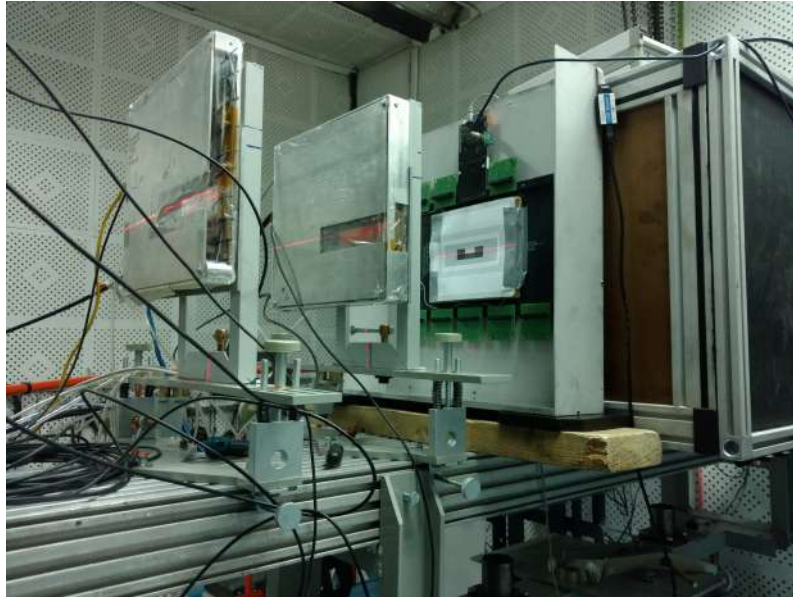


Рисунок 17 — Два детектора на основе ГЭУ для установки ДЕЙТРОН в полной комплектации на Тестовом пучке электронов ВЭПП-4

Детекторы на основе ГЭУ способны регистрировать любые частицы, вызывающие ионизацию в газовом объёме. В настоящей работе регистрируемой частицей в большинстве случаев является электрон. Пролёт электрона через детектор будем называть событием. Первичный регистрируемый электрон оставляет в рабочем объёме детектора ионизацию, которая усиливается и регистрируется в виде сигнала. Умножение ионизации осуществляется в отверстиях ГЭУ. Сигнал с детектора измеряется в единицах аналого-цифрового преобразователя (АЦП). В детекторах на основе ГЭУ распределение событий по величине сигнала может быть описано распределением Ландау.

2.1 Коэффициент усиления

Коэффициент газового усиления – это отношение количества электронов на выходе усиливающего каскада к количеству электронов на его входе. Коэффициент газового усиления (*Gain*) рассчитывался на основе среднего по событиям сигнала Q [ед. АЦП] в соответствии с формулой:

$$Gain = \frac{K_{calib} \cdot Q}{N_{thermal}}. \quad (2.1)$$

В формуле (2.1) величина K_{calib} является калибровочной константой, значения которой для разных детекторов были измерены в работах [59], [60], и представлены в таблице 4.

Величина $N_{thermal}$ в формуле (2.1) является средним полным термализованным зарядом ионизации в дрейфовом промежутке, заполненном газом Ar(75%)-CO₂(25%). Значения $N_{thermal}$ для разных детекторов представлены в таблице 5. Относительная погрешность измерения коэффициента усиления находится на уровне 10%.

Таблица 4 — Значения калибровочной константы K_{calib} для детекторов разных типов.

Детектор	$K_{calib}, \frac{ e }{\text{ед. АЦП}}$
DEUTERON	114
TBF	162

Таблица 5 — Средний полный заряд ионизации в дрейфовом промежутке для детекторов разных типов. Буквой «d» обозначена толщина дрейфового промежутка.

Детектор	d [мм]	$N_{thermal}, e $
DEUTERON	3,0	28
TBF	4,5	42

2.1.1 Детекторы для установки ДЕЙТРОН

Коэффициент газового усиления для каждого изучаемого детектора в зависимости от напряжения на одном ГЭУ представлен на рисунке 18. В эксперименте на Тестовом пучке детекторы продемонстрировали стабильную работу в пропорциональном режиме для напряжения на одном ГЭУ в каскаде от 330 В до 380 В. Максимальные значения коэффициента усиления для каждого детектора находятся в диапазоне $(6 - 8) \times 10^4$.

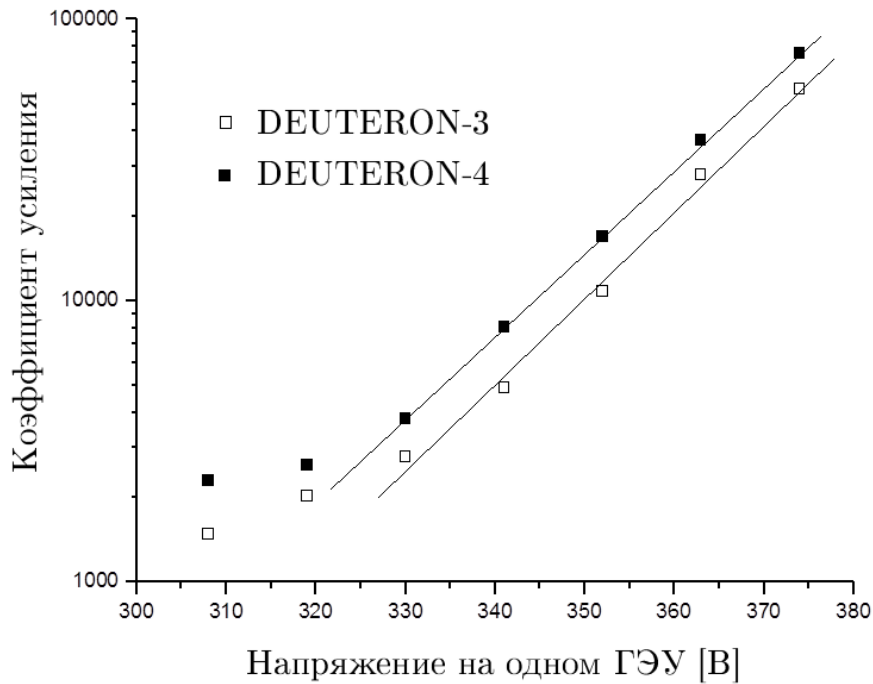


Рисунок 18 — Коэффициент усиления детекторов для установки ДЕЙТРОН в зависимости от напряжения на одном ГЭУ

2.1.2 Детекторы для Тестового пучка

Высокое напряжение на электроды ГЭУ подаётся через делитель, схема которого представлена на рисунке 19. Расчёт, сделанный по данным рисунка 19, показывает, что на все ГЭУ в каскаде подаётся одинаковое напряжение, которое в 9,24 раза меньше полного напряжения на детекторе. В частности, при полном напряжении на детекторе в диапазоне 3200 – 3400 В, напряжение на одном ГЭУ будет находиться в пределах 350 – 370 В.

Распределение событий по величине сигнала для детектора ТВF1 представлено на рисунке 20. Данное распределение имеет ожидаемую форму, описываемую распределением Ландау. Корреляция сигнала на X- и Y-полосках для детектора ТВF1 представлена на рисунке 21, из которого следует, что сигнал между X- и Y-полосками распределяется приблизительно поровну. Остальные детекторы для Тестового пучка продемонстрировали аналогичные распределения событий по величине сигнала и аналогичные корреляции между величиной сигнала на полосках разных видов.

Коэффициент газового усиления детекторов в зависимости от напряжения на высоковольтном делителе представлен на рисунке 22, из которого следует, что детекторы для Тестового пучка способны стабильно работать в пропорциональном режиме с коэффициентом усиления от 10^4 до 5×10^4 .

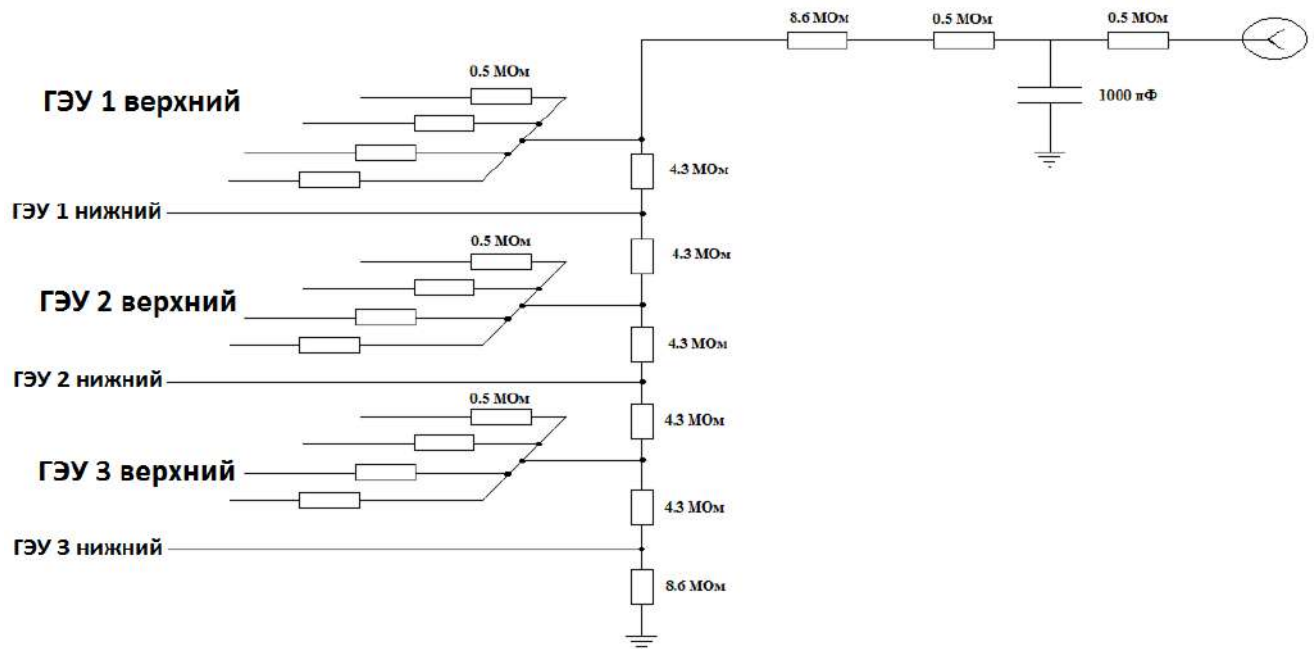


Рисунок 19 — Электрическая схема делителя напряжения, применяемая в детекторах на основе трёхкаскадных ГЭУ для установки ДЕЙТРОН и для Тестового пучка

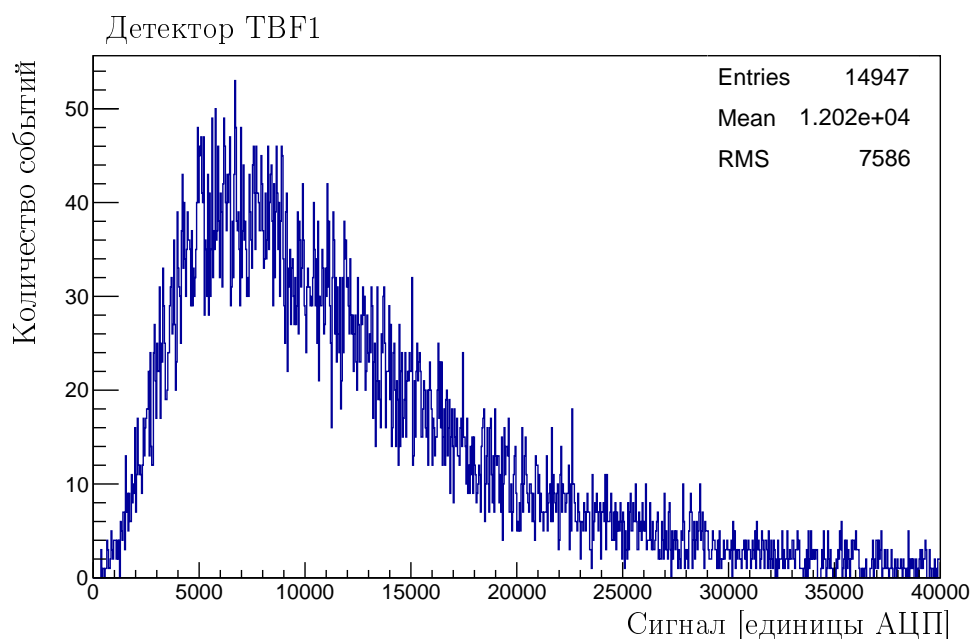


Рисунок 20 — Распределение событий по величине полного сигнала с детектора TBF1 при напряжении на делителе 3350 В

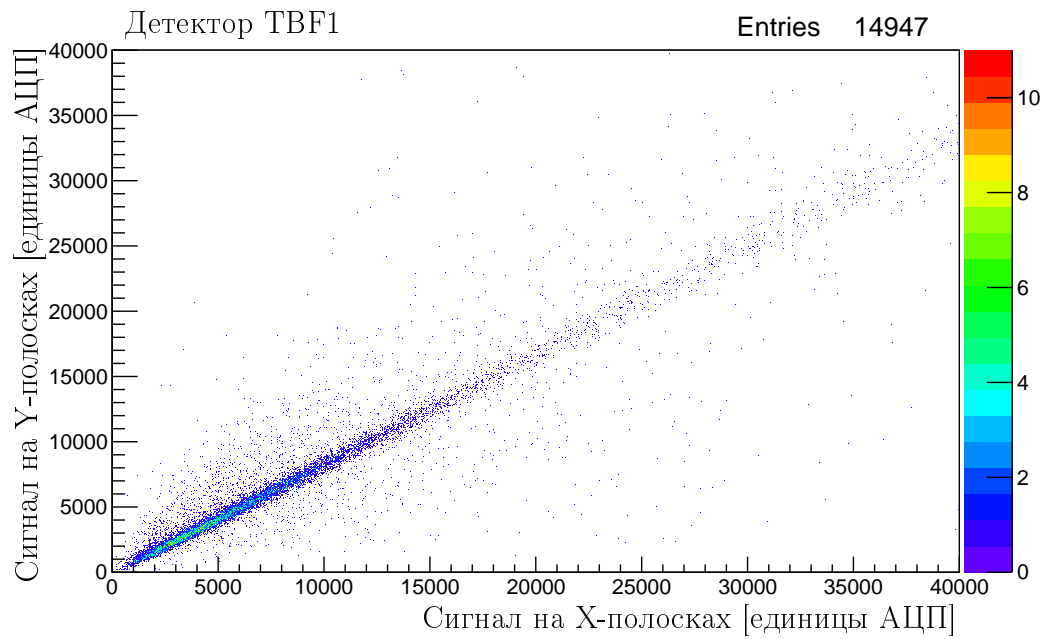


Рисунок 21 — Корреляция между величиной сигнала на X- и Y-полосках детектора TBF1 при напряжении на делителе 3350 В

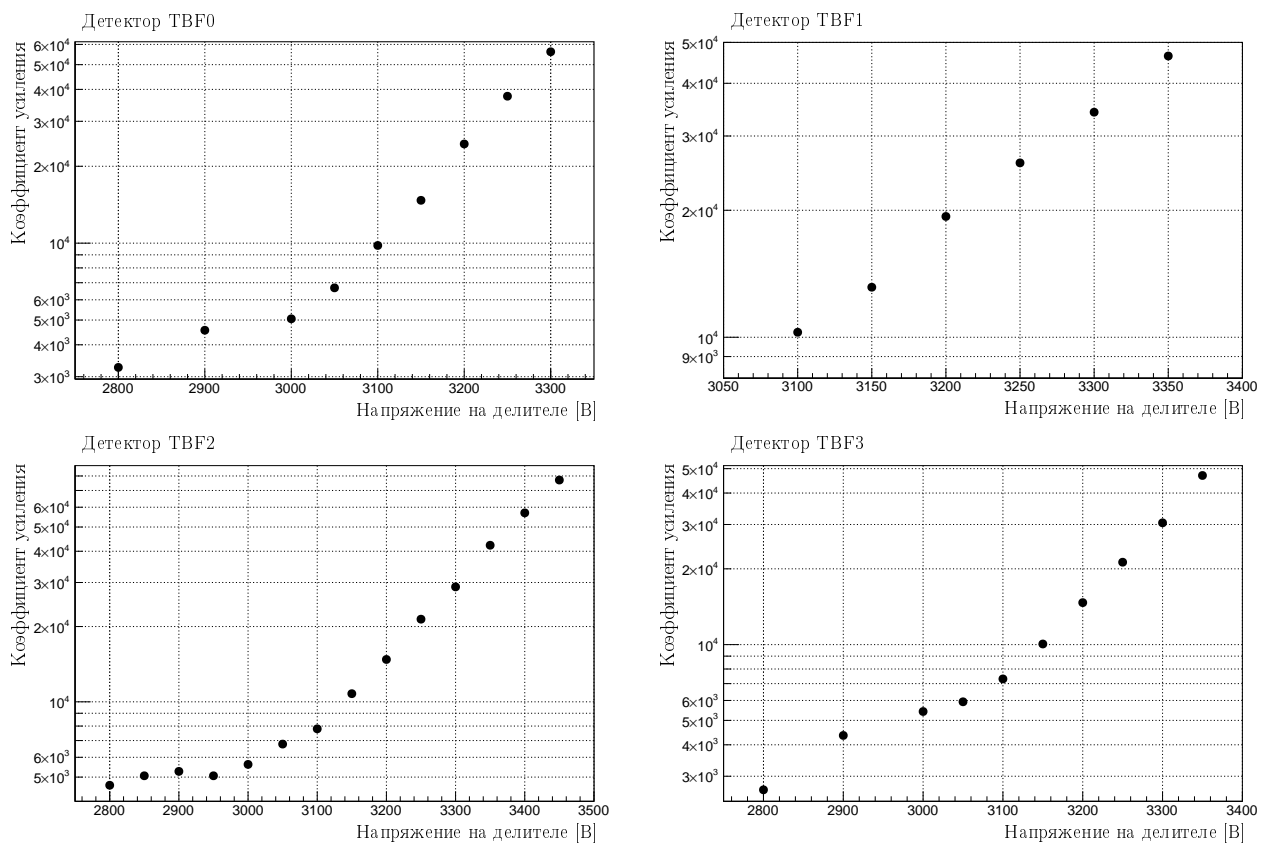


Рисунок 22 — Коэффициент усиления детекторов для Тестового пучка в зависимости от напряжения на высоковольтном делителе

2.2 Эффективность

Для измерения эффективности изучаемого детектора применялась схема с двумя трековыми детекторами, расположенными до и после изучаемого детектора, как показано на рисунке 23.

Эффективность регистрации частиц изучаемым детектором рассчитывалась по формуле:

$$\varepsilon = \frac{n}{N} \pm \frac{\sqrt{N - n}}{N}. \quad (2.2)$$

В формуле (2.2) N – количество событий, в которых сработали трековые детекторы; n – количество событий, в которых сработали все три детектора.

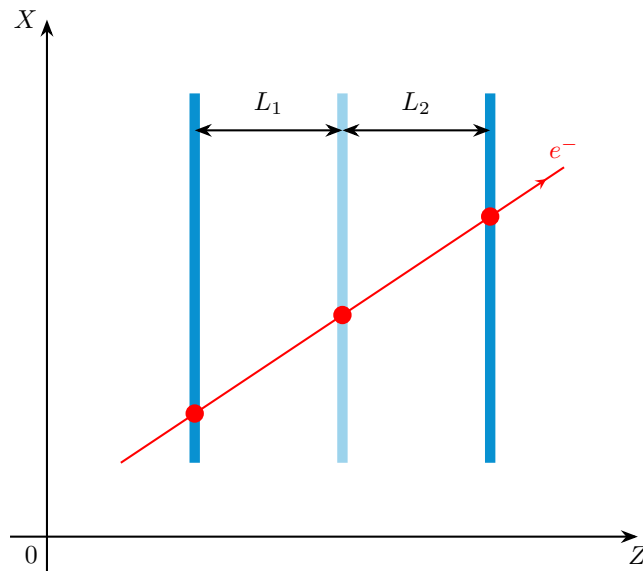


Рисунок 23 — Схема расположения детекторов для измерения эффективности

2.2.1 Детекторы для установки ДЕЙТРОН

Эффективность регистрации детекторов в зависимости от коэффициента газового усиления представлена на рисунке 24. Выход на плато эффективности осуществляется при коэффициенте усиления выше 10^4 , при этом эффективность находится на уровне 99%.

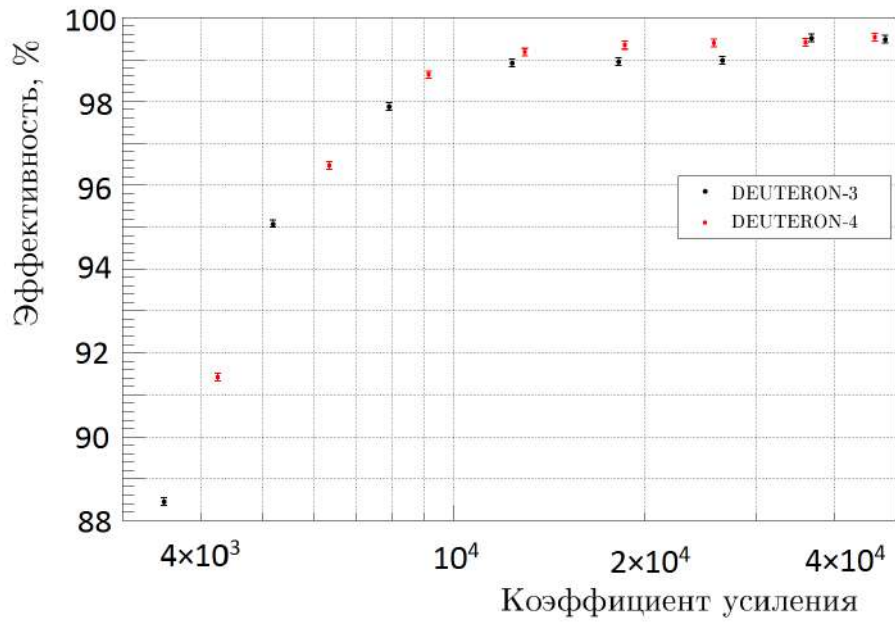


Рисунок 24 — Эффективность детекторов для установки ДЕЙТРОН в зависимости от коэффициента усиления

2.2.2 Детекторы для Тестового пучка

Эффективность регистрации детекторов ТВF0 – ТВF3 в зависимости от напряжения на высоковольтном делителе и в зависимости от коэффициента газового усиления представлена на рисунках 25 – 28.

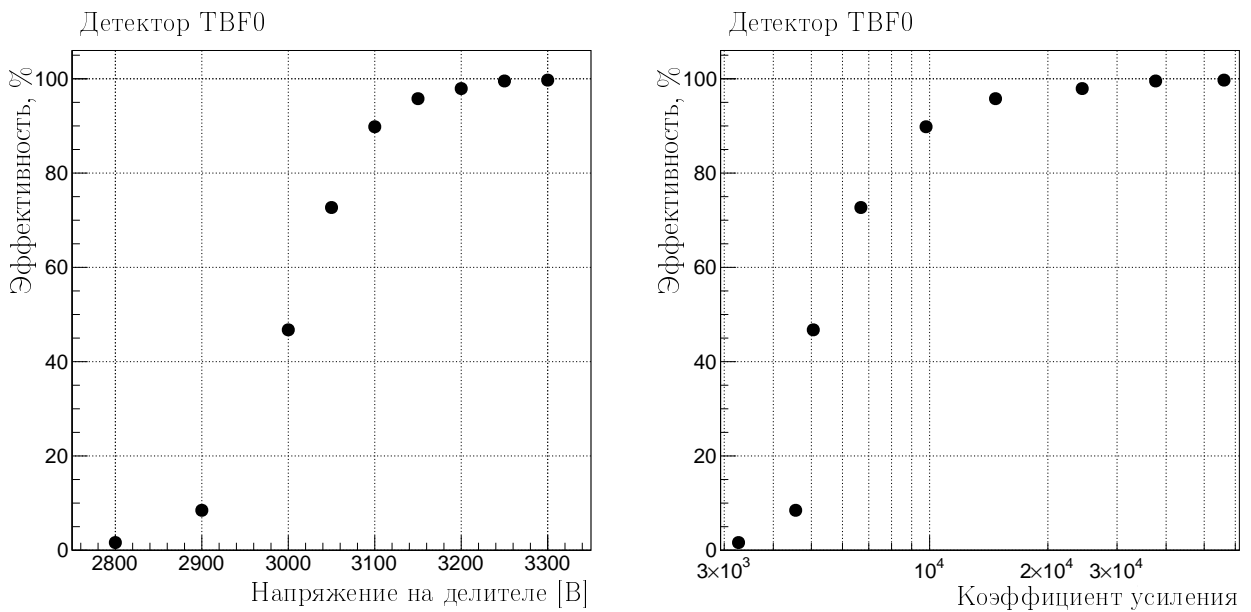


Рисунок 25 — Эффективность регистрации детектора ТВF0 в зависимости от напряжения на делителе и в зависимости от коэффициента усиления

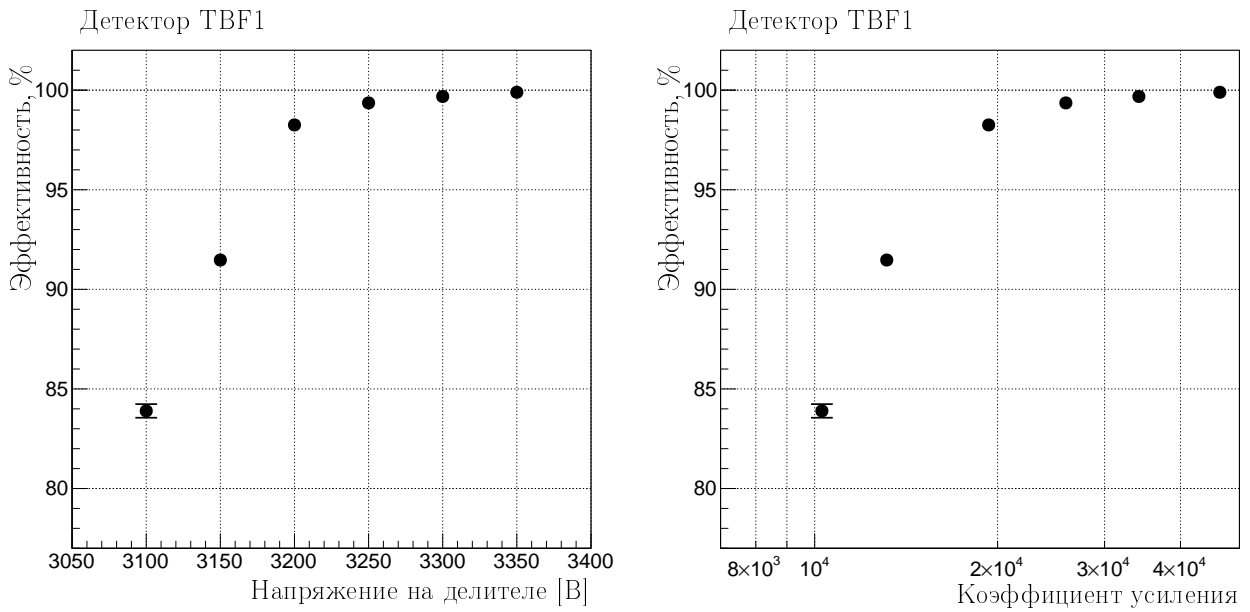


Рисунок 26 — Эффективность регистрации детектора TBF1 в зависимости от напряжения на делителе и в зависимости от коэффициента усиления

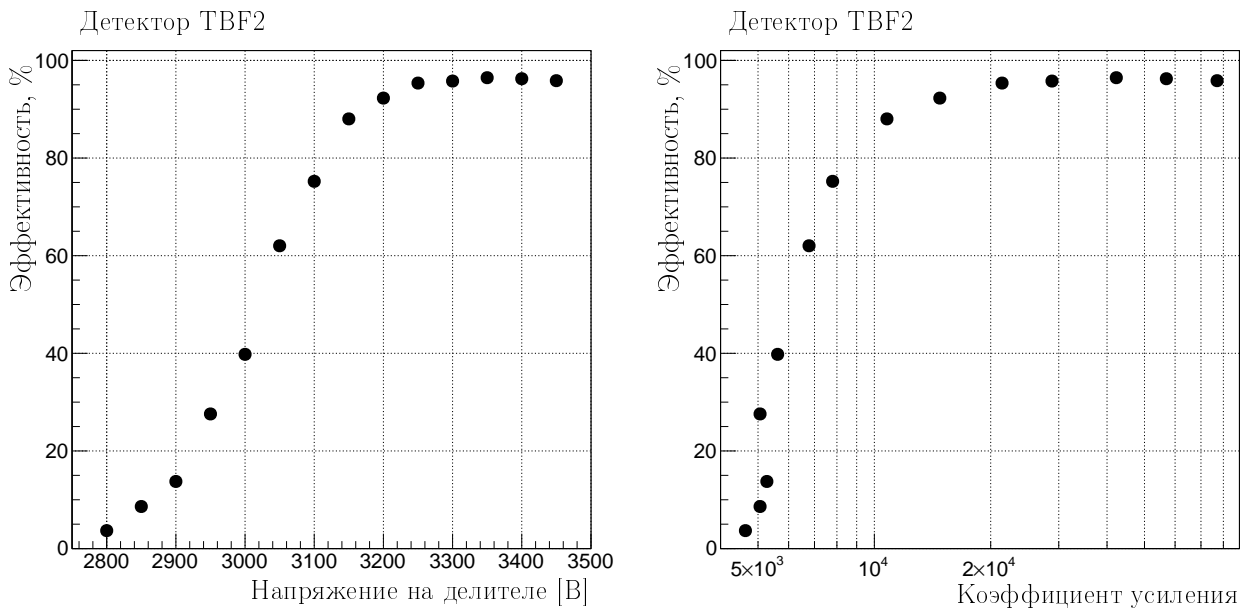


Рисунок 27 — Эффективность регистрации детектора TBF2 в зависимости от напряжения на делителе и в зависимости от коэффициента усиления

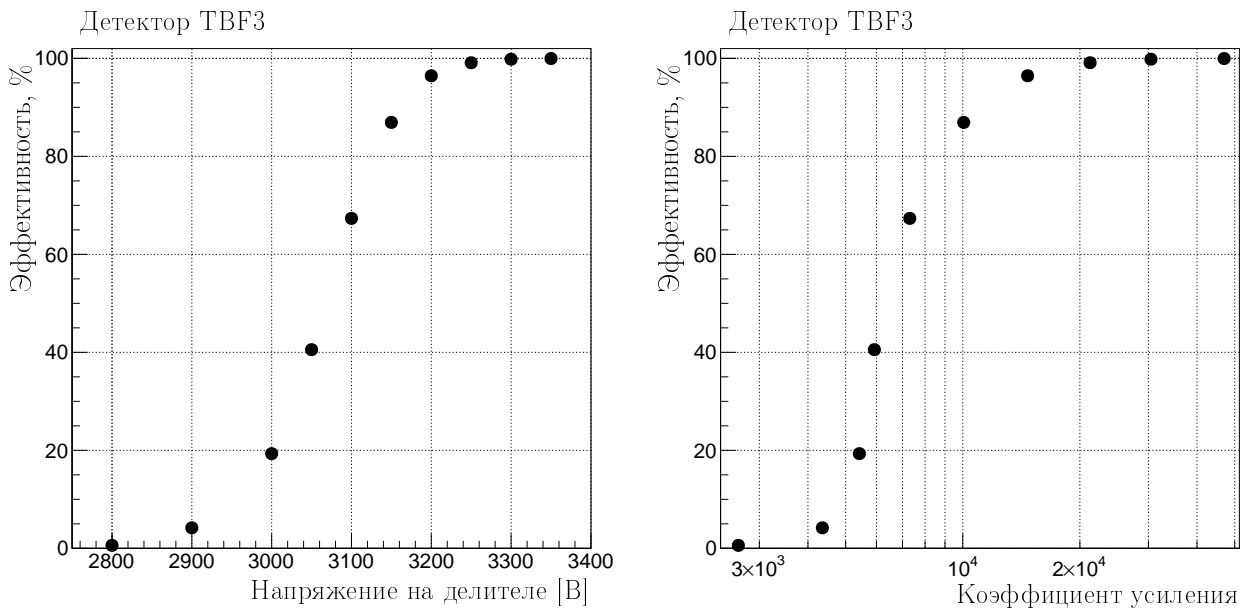


Рисунок 28 — Эффективность регистрации детектора ТВФ3 в зависимости от напряжения на делителе и в зависимости от коэффициента усиления

Из рисунков 25 – 28 следует, что выход эффективности на плато осуществляется при напряжении 3250 – 3300 В на делителе, что соответствует коэффициенту усиления $(2 - 4) \times 10^4$. Максимальная эффективность детекторов ТВФ0, ТВФ1, ТВФ3 превышает 99%. Максимальная эффективность детектора ТВФ-2 превышает 95%. Причина пониженной эффективности детектора ТВФ-2 по сравнению с остальными детекторами состоит в том, что часть полосок нижнего слоя не регистрировала сигнал из-за эпоксидной смолы, попавшей на считывающую структуру во время монтажа. Однако растёкшаяся эпоксидная смола не влияет на регистрацию сигнала полосками верхнего слоя считывающей структуры.

2.3 Выводы к главе 2

Выполнены измерения основных характеристик детекторов на основе трёхкаскадных ГЭУ, применяемых на установке ДЕЙТРОН и на Тестовом пучке. Детекторы продемонстрировали стабильную работу в пропорциональном режиме при коэффициенте газового усиления до 5×10^4 . Эффективность детекторов находится на уровне 99% при коэффициенте усиления выше 2×10^4 .

Глава 3. Моделирование диффузии и усиления в детекторе

Свободный электрон, возникший в результате ионизации газа, при дальнейшем своём движении может испытывать соударения с молекулами или атомами газа. Эти соударения можно разделить на два типа. В первом случае кинетическая энергия электрона меньше энергии ионизации молекул газа, тогда в каждом столкновении энергия электрона меняется несущественно. Во втором случае кинетическая энергия электрона превышает энергию ионизации, поэтому при столкновении электрон теряет заметную часть энергии, а молекула или атом ионизируется. Столкновения первого типа можно назвать упругими, а столкновения второго типа – неупругими.

Тепловая энергия движения молекул газа при стандартных условиях находится на уровне 0,04 эВ, а энергия ионизации атома аргона равна 15,76 эВ [61]. Если кинетическая энергия электрона больше энергии теплового движения молекул газа, и при этом столкновения электрона с молекулами являются упругими, то через некоторое время электрон термализуется, то есть кинетическая энергия этого электрона и кинетическая энергия окружающих его молекул в среднем будет одинаковой [62]. Такая термализация будет происходить, когда внешнее электрическое поле отсутствует. В случае детекторов на основе ГЭУ электрическое поле в газовом объёме присутствует. Это поле будет ускорять электрон, который, испытывая многочисленные столкновения с молекулами газа, будет дрейфовать вдоль силовых линий этого поля с некоторой постоянной скоростью, называемой скоростью дрейфа и составляющей порядка 5 см/мкс для типичных условий работы. В данном случае термализация электрона в строгом смысле достигаться не будет, однако, при величине электрического поля на уровне 1 – 5 кВ/см, соударения по-прежнему будут упругими. Такой электрон, испытывающий упругие соударения с молекулами газа, будем называть термализовавшимся. В частности, электрон с энергией, меньшей 1 эВ, в приведённом контексте заведомо является термализовавшимся.

Кроме того, если кинетическая энергия электрона составляет 0,1 – 1,0 эВ, то вероятность взаимодействия этого электрона с молекулами инертного газа существенно снижается за счёт квантового эффекта Рамзауэра-Таунсенда [63]. При определённых условиях электрон может двигаться сквозь газ, практически не испытывая заметного влияния окружающих молекул [64].

Под диффузией будем понимать движение частицы в среде, сопровождаемое её упругими столкновениями с окружающими молекулами.

Предположим, что в газе имеется локализованное множество термализованных электронов. С течением времени это электронное облако будет расплываться в разные стороны за счёт диффузии. Если в газе установлено электрическое поле, то электронное облако будет расплываться вдоль поля не так, как в других направлениях. В соответствии с этим вводятся понятия продольной и поперечной диффузии [61].

Электрическое поле обеспечивает дрейф локализованного множества электронов вдоль оси Z . Тогда, в силу центральной предельной теоремы, нормированная плотность распределения этих электронов вдоль оси X , перпендикулярной оси Z , является гауссовской:

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right). \quad (3.1)$$

В некоторый момент выберем начало отсчёта времени. Стандартное отклонение σ распределения (3.1) связано с коэффициентом поперечной диффузии D и временем t следующим равенством [61]:

$$\sigma = \sqrt{2Dt}. \quad (3.2)$$

Подставляя определение (3.2) в формулу (3.1), получим альтернативную форму записи распределения электронов вдоль оси X :

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right). \quad (3.3)$$

Координата z центра электронного облака перемещается со скоростью v :

$$z = v \cdot t. \quad (3.4)$$

Выразим время t из соотношения (3.4) и подставим его в формулу (3.2):

$$\sigma = \sqrt{2Dt} = \sqrt{2D \cdot \frac{z}{v}} = \sqrt{\frac{2D}{v}} \cdot \sqrt{z} = \sigma_{\text{Diffusion}} \cdot \sqrt{z}. \quad (3.5)$$

В цепочке равенств (3.5) введена величина $\sigma_{\text{Diffusion}}$:

$$\sigma_{\text{Diffusion}} = \sqrt{\frac{2D}{v}}. \quad (3.6)$$

В дальнейшем под коэффициентом диффузии будем понимать именно величину $\sigma_{\text{Diffusion}}$, размерность которой будет представляться в следующем виде:

$$[\sigma_{\text{Diffusion}}] = \frac{\text{МКМ}}{\sqrt{\text{см}}}. \quad (3.7)$$

Стандартное отклонение σ распределения (3.1) также можно назвать шириной кластера σ_{Cluster} . Из формулы (3.5) следует выражение для расчёта коэффициента поперечной диффузии $\sigma_{\text{Diffusion}}$ по значению σ_{Cluster} и длине дрейфа электрона ионизации Δz :

$$\sigma_{\text{Diffusion}} = \frac{\sigma_{\text{Cluster}}}{\sqrt{\Delta z}}. \quad (3.8)$$

Коэффициент поперечной диффузии $\sigma_{\text{Diffusion}}$ является существенным параметром, влияющим на пространственное разрешение детектора, поэтому в настоящей работе он был рассчитан независимо в отдельном моделировании микроскопического движения электронов ионизации.

В программе ANSYS [25] была задана конфигурация электрического поля. Далее полученная конфигурация была импортирована в программу Garfield++ [24], где выполнялось микроскопическое моделирование движения электрона в рабочем газе Ar(70%)-CO₂(30%), находящемся при атмосферном давлении и температуре 20°C.

Моделирование выполнялось для трёх случаев:

1. Однородное поле;
2. Один каскад ГЭУ;
3. Три каскада ГЭУ.

Далее проводилось сравнение коэффициента поперечной диффузии для разных постановок моделирования.

3.1 Однородное поле

Транспортные свойства газов, применяемых в детекторах, изучались в работе [65], где в моделировании был рассчитан коэффициент поперечной диффузии электрона в газовых смесях Ar-CO₂, как показано на рисунке 29.

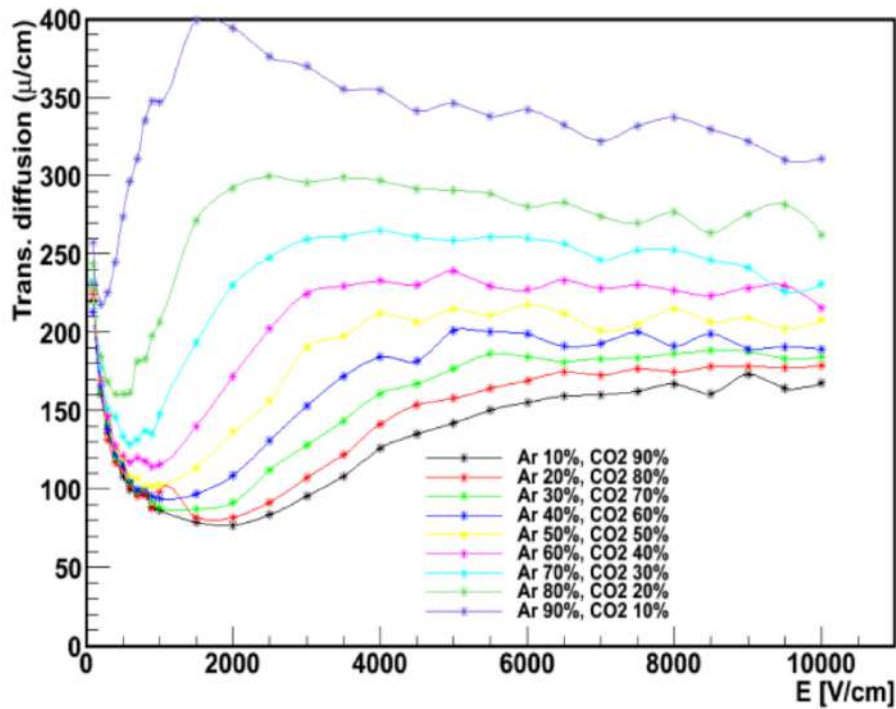


Рисунок 29 — Зависимость коэффициента поперечной диффузии от электрического поля для различных соотношений компонентов в газовых смесях Ar-CO₂, взятая из работы [65]

В настоящем моделировании электрон с начальной кинетической энергией 0,1 эВ двигался во внешнем однородном электрическом поле напряжённостью 5 кВ/см. Перемещение электрона вдоль силовых линий внешнего поля составляло 1 см, после чего электрон попадал на анод детектора. В каждом цикле моделирования было проведено множество независимых запусков электрона и определено стандартное отклонение функции Гаусса, аппроксимирующей распределение разности между начальной координатой электрона и конечной координатой того же электрона, когда он попадал на анод. Пример результата проведённого моделирования представлен на рисунке 30. Было проведено множество циклов моделирования. Установлено, что коэффициент поперечной диффузии электрона в приведённых условиях находится на уровне $320 - 330 \text{ мкм}/\sqrt{\text{см}}$.

Из работы [65] следует, что коэффициент поперечной диффузии для аналогичных параметров составляет $260 \pm 5 \text{ мкм}/\sqrt{\text{см}}$, что заметно меньше коэффициента поперечной диффузии, полученного в проведённом моделировании. Отличие может быть связано тем, что сечения взаимодействия электронов с молекулами газа, заложенные в код программы Garfield++, с течением времени уточняются.

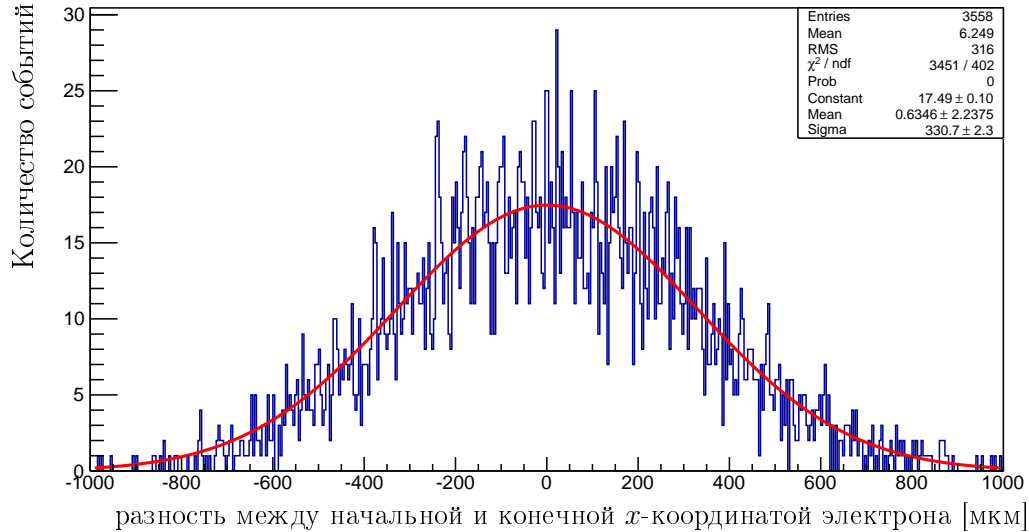


Рисунок 30 — Результаты моделирования: распределение событий по разности между начальной и конечной координатой электрона, дрейфующего в газе Ar(70%)-CO₂(30%) в однородном электрическом поле напряжённостью 5 кВ/см после его перемещения на 1 см вдоль силовых линий электрического поля

3.2 Один каскад ГЭУ

Если на пути дрейфующего электрона находится ГЭУ, то процесс диффузии будет отличаться от случая однородного поля, потому что кроме диффузии будет происходить фокусировка электронов в отверстия ГЭУ, где количество этих электронов будет увеличиваться. Метод расчёта коэффициента диффузии при наличии ГЭУ остаётся таким же, как и для однородного поля с той поправкой, что количество электронов на считывающей структуре будет увеличенным.

Нормированное на длину дрейфа среднеквадратичное отклонение функции Гаусса, аппроксимирующей координатное распределение электронов на аноде в случае, когда первичный электрон отделён от анода одним или несколькими каскадами ГЭУ, будем называть коэффициентом эффективной поперечной диффузии.

При моделировании одного каскада ГЭУ напряжённость электрического поля в дрейфовом промежутке была равна 2,5 кВ/см, а в индукционном промежутке — 3,8 кВ/см. Напряжённость электрического поля в отверстиях ГЭУ со-

ставляла ~ 50 кВ/см. Пример развития электронной лавины, полученный в моделировании, представлен на рисунке 31.

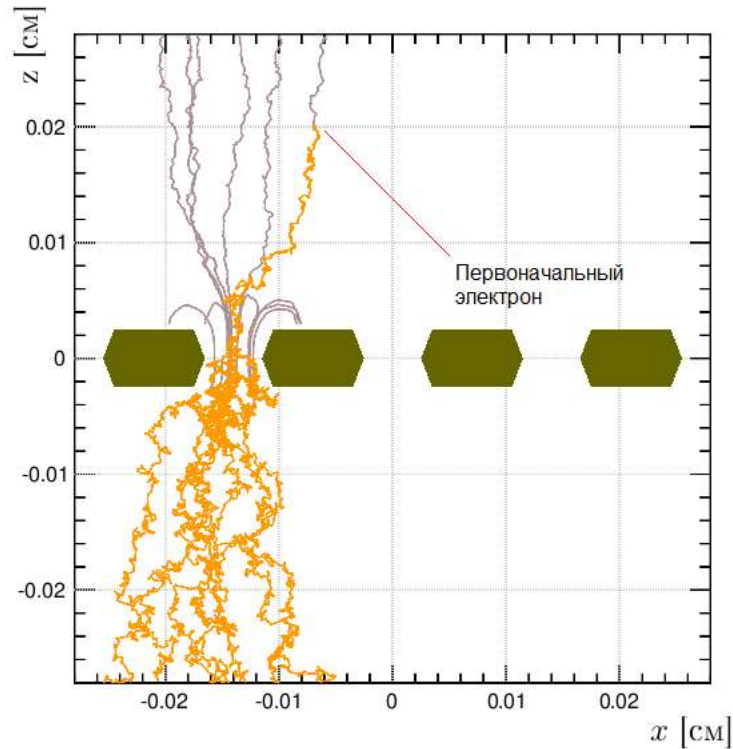


Рисунок 31 — Моделирование электронной лавины в отверстиях ГЭУ

Координатные оси x и z обозначены на рисунке 31. Ось y перпендикулярна осям x и z . В моделировании была вычислена поперечная ширина электронного облака, приходящего на анод, координата которого была равна $z = -1$ мм. Перемещение электрона вдоль оси z составляло 0,12 см. Ширина электронного распределения рассчитывалась для различных положений электрона вдоль оси x при постоянных начальных координатах y и z ($y = 0,0$ мм, $z = 0,2$ мм) и при постоянной начальной кинетической энергии электрона, равной 0,1 эВ. Для разных начальных x -координат определялись значения стандартного отклонения функции Гаусса, аппроксимирующей результирующее распределение событий по разности между начальной и конечной координатой электронов вдоль оси x .

Установлено, что коэффициент эффективной поперечной диффузии для одного каскада ГЭУ находится в диапазоне $240 - 310$ мкм/ $\sqrt{\text{см}}$: максимальное значение достигается тогда, когда начальный электрон находится над металлом ГЭУ, а минимальное — когда электрон находится над отверстием ГЭУ.

Далее было проведено сравнение коэффициента диффузии электронов в случае однородного поля и в случае работы одного каскада ГЭУ, как показано

на рисунке 32. Сравнение показывает, что работа одного каскада ГЭУ может сужать облако электронов ионизации в поперечном направлении на 30%.

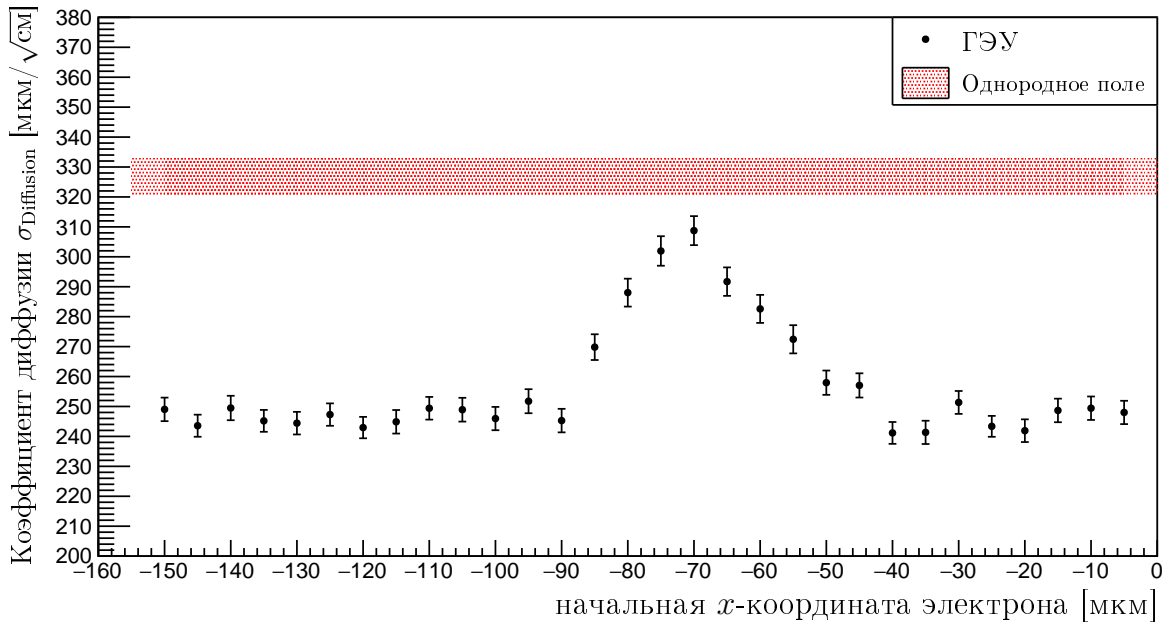


Рисунок 32 — Зависимость коэффициента поперечной диффузии от начальной координаты электрона в случае однородного поля (закрашенная область) и в случае работы одного каскада ГЭУ (точки). При работе ГЭУ максимальная ширина электронного облака достигается, когда начальный электрон ионизации находится над металлом ГЭУ на максимальном удалении от отверстий

3.3 Три каскада ГЭУ

В основе конструкции изучаемого детектора находятся три каскада ГЭУ, поэтому для нахождения более точного коэффициента эффективной поперечной диффузии было проведено микроскопическое моделирование работы тройного каскада ГЭУ, параметры газовых промежутков которого представлены в таблице 6.

Начальные координаты термализовавшихся электронов ионизации были определены из отдельного моделирования в программе NEED [23], где было описано прохождение первичных электронов с энергией 1 ГэВ через 3 мм рабочего газа.

Таблица 6 — Параметры газовых промежутков детектора в моделировании. Рабочим газом является $\text{Ar}(70\%)\text{-CO}_2(30\%)$, находящийся при атмосферном давлении и температуре 20°C .

Название промежутка	Толщина, мм	Электрическое поле, кВ/см
Дрейфовый	3	2,0
Первый транспортный	2	3,5
Второй транспортный	2	3,5
Индукционный	2	3,5

Первичные электроны в моделировании двигались перпендикулярно плоскости газового промежутка. Событием назывался пролёт первичного электрона через газовый промежуток. Были определены координаты электронов ионизации, кинетическая энергия каждого из которых составляла 0,28 эВ. Такая энергия свободных электронов, возникших в результате ионизации, определялась установленным внутренним порогом программы HEED.

В программе ANSYS был описан каскад из трёх ГЭУ, заданы напряжения на электродах и рассчитана конфигурация электрического поля [40]. Затем в программу Garfield++ были импортированы термализовавшиеся электроны из программы HEED и каскад ГЭУ из программы ANSYS, после чего для каждого события был проведён транспорт термализовавшихся электронов ионизации и определено координатное распределение электронов на аноде.

В одну точку перпендикулярно плоскости газового промежутка было запущено 10 000 первичных электронов с энергией 1 ГэВ. Распределения событий по выделенной энергии и по количеству термализовавшихся электронов в дрейфовом промежутке детектора представлены на рисунке 33. Форма данных распределений согласуются с теоретическими расчётами взаимодействия релятивистских электронов с тонкой газовой средой [66].

Микроскопическое моделирование проводилось для событий с различным количеством электронов ионизации в дрейфовом промежутке детектора. Центры отверстий ГЭУ в разных каскадах были смещены друг относительно друга случайным образом, что отражает их действительное расположение.

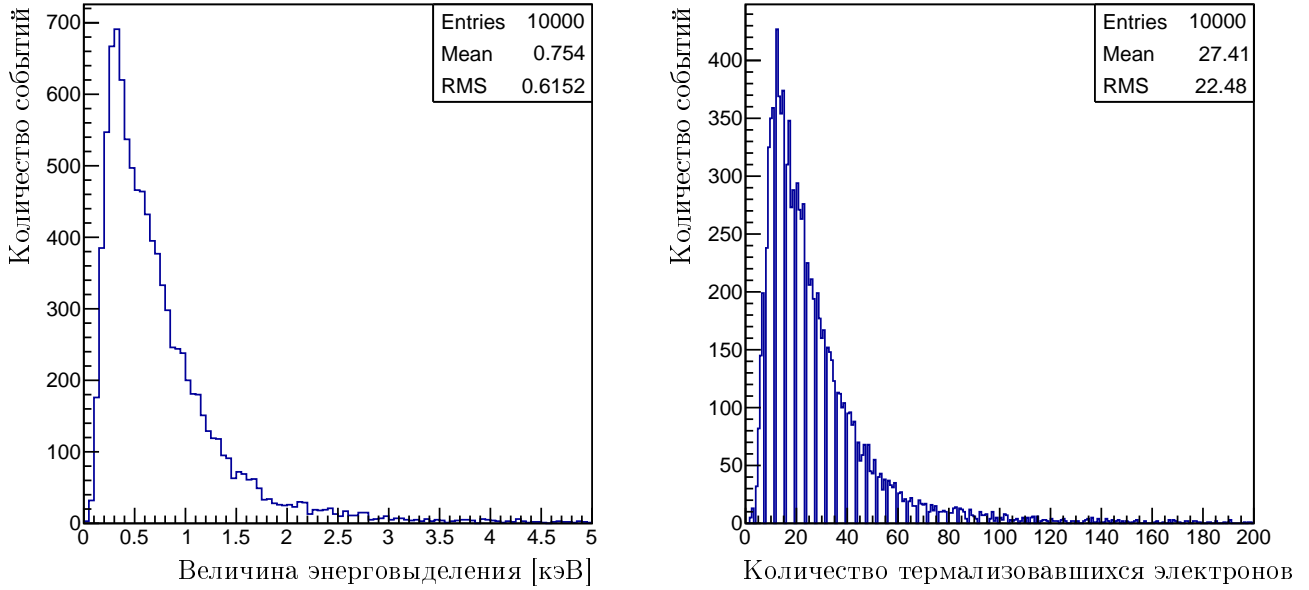


Рисунок 33 — Результаты моделирования пролёта релятивистских электронов через детектор в программе HEED. Распределения событий по выделенной энергии и по количеству термализовавшихся электронов в дрейфовом промежутке

В качестве примера выберем событие, где количество термализовавшихся электронов было равно 50. Распределение этих электронов по координатам представлено на рисунке 34.

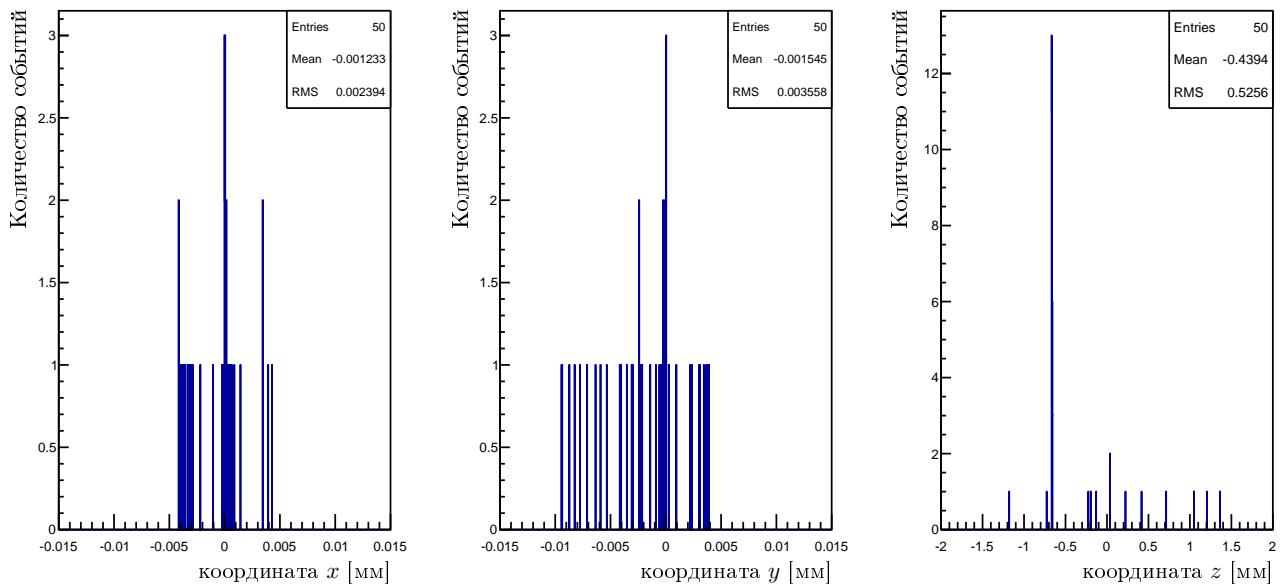


Рисунок 34 — Моделирование: распределение термализовавшихся электронов по координатам для одного события. Координаты x , y — поперечные; z — продольная координата, где $z = 0$ находится в середине дрейфового промежутка

Далее в программе Garfield++ был проведён транспорт каждого термализовавшегося электрона через три каскада ГЭУ до анода и получено распределение конечных электронов по поперечной координате x , которое представлено на рисунке 35. Затем была проведена аппроксимация полученного распределения функцией Гаусса и определено стандартное отклонение, по которому, применяя формулу (3.8), был рассчитан коэффициент эффективной поперечной диффузии электронов.

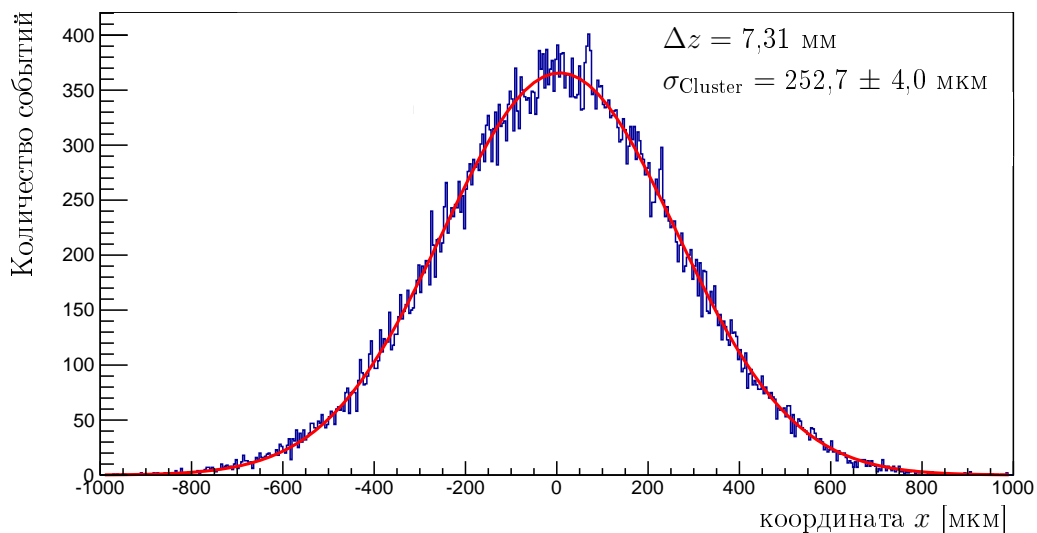


Рисунок 35 — Результаты моделирования: распределение электронов на аноде по поперечной координате, возникшее при прохождении 50 термализовавшихся электронов через три каскада ГЭУ: Δz — это среднее расстояние от энерговывделений до анода; σ_{Cluster} — это стандартное отклонение функции Гаусса, аппроксимирующей представленное распределение

В моделировании был проведён транспорт электронов ионизации для событий, где количество термализовавшихся электронов варьировалось от 50 до 100. Электронная лавина в силу случайности процесса может развиваться по различным вариантам, которые могут значительно друг от друга отличаться, как представлено на рисунке 36. Данный факт определяет то, что распределение возможных значений коэффициента эффективной поперечной диффузии шире распределения коэффициента поперечной диффузии, когда усиление отсутствует.

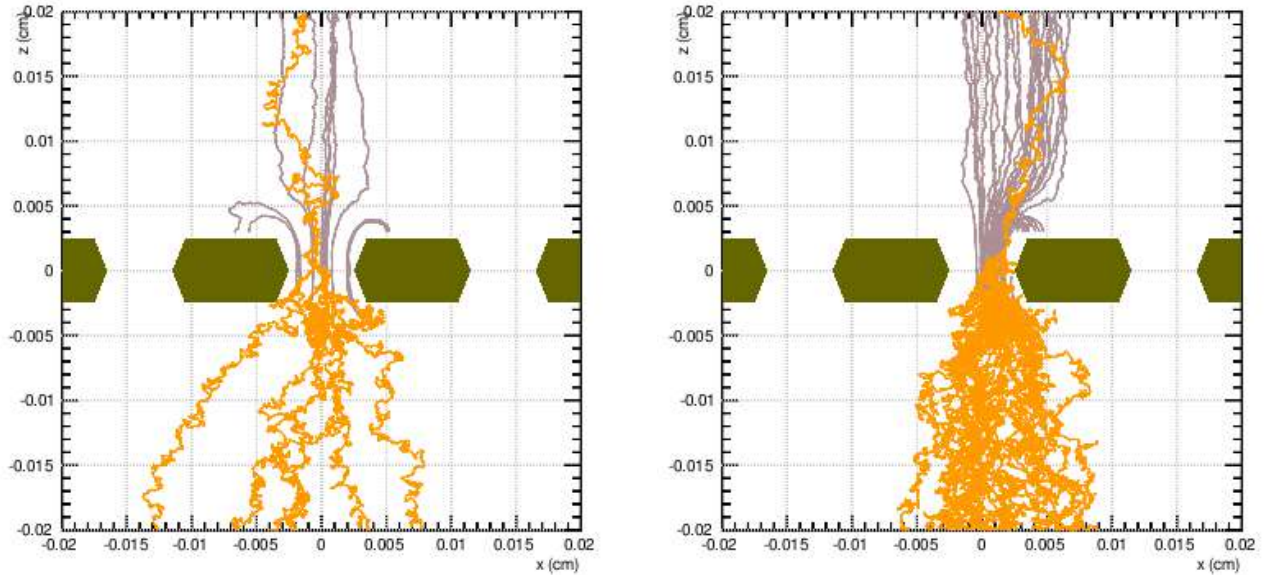


Рисунок 36 — Примеры вариантов развития электронной лавины

По результатам проведённого моделирования был сделан вывод о том, что коэффициент эффективной поперечной диффузии в детекторе на основе трёхкаскадных ГЭУ с рабочим газом $\text{Ar}(70\%)\text{-CO}_2(30\%)$ составляет:

$$\sigma_{\text{Diffusion-3GEMs}} = 300 \pm 20 \frac{\text{МКМ}}{\sqrt{\text{СМ}}}. \quad (3.9)$$

Полученное среднее значение (3.9) применялось для моделирования пространственного разрешения детекторов.

Из сравнения значения (3.9) с коэффициентом поперечной диффузии для однородного поля следует, что работа трёхкаскадных ГЭУ может приводить к сужению регистрируемого облака электронов ионизации на 15%. Данное сужение меньше 30%, которое может быть обеспечено одним каскадом ГЭУ. Отличие в ширине электронного облака при работе одного каскада ГЭУ и при работе трёх каскадов ГЭУ объясняется эффектом случайного относительного расположения отверстий ГЭУ в трёхкаскадной структуре. В случае трёхкаскадного ГЭУ термализовавшийся электрон может перемещаться между большим количеством разных силовых линий электрического поля, что приводит к дополнительному расширению электронного облака.

3.4 Выводы к главе 3

Построено микроскопическое моделирование, в рамках которого исследован коэффициент поперечной диффузии электрона в газе $\text{Ar}(70\%)\text{-CO}_2(30\%)$ при атмосферном давлении и температуре 20°C .

Вначале было проведено моделирование транспорта термализовавшихся электронов в однородном электрическом поле напряжённостью 5 кВ/см и получен коэффициент поперечной диффузии в диапазоне $320 - 330\text{ мкм}/\sqrt{\text{см}}$.

Далее было проведено моделирование диффузии и усиления электронов ионизации в детекторе на основе одного и трёх каскадов ГЭУ. В данном случае исследовался коэффициент эффективной поперечной диффузии, который учитывал не только диффузию электронов, но и их умножение в ГЭУ.

При моделировании одного каскада ГЭУ напряжённость электрического поля в дрейфовом промежутке была равна $2,5\text{ кВ/см}$, а в индукционном промежутке – $3,8\text{ кВ/см}$. Напряжённость электрического поля в отверстиях ГЭУ составляла $\sim 50\text{ кВ/см}$. В случае работы одного каскада ГЭУ коэффициент эффективной поперечной диффузии существенно зависит от начального расположения электрона относительно отверстий ГЭУ и находился в диапазоне $240 - 310\text{ мкм}/\sqrt{\text{см}}$. Максимальное значение коэффициента поперечной диффузии обнаружено при нахождении электрона над металлом ГЭУ, а минимальное значение достигается тогда, когда электрон находится над отверстием ГЭУ.

Для детектора на основе трёх каскадов ГЭУ коэффициент эффективной поперечной диффузии электронов составляет $300 \pm 20\text{ мкм}/\sqrt{\text{см}}$. Данное значение было получено для напряжённости электрического поля $2,0\text{ кВ/см}$ в дрейфовом промежутке и $3,5\text{ кВ/см}$ в остальных промежутках. Значение исследуемого коэффициента для тройного каскада слабо зависит от начального положения транспортируемого электрона в силу случайности расположения отверстий разных ГЭУ друг относительно друга.

Сравнивая значения коэффициента поперечной диффузии для однородного поля и для каскадных структур, был сделан вывод о сужении регистрируемого электронного облака газовыми электронными умножителями. Данное сужение по сравнению с однородным полем может достигать 30% в случае одного каскада ГЭУ и 15% в случае трёх каскадов ГЭУ.

Глава 4. Пространственное разрешение детекторов

Задача координатного детектора состоит в том, чтобы измерить координату трека регистрируемой частицы. В данной главе будет дано определение таких понятий, как координата трека частицы и пространственное разрешение детектора. Далее будут представлены численные значения пространственного разрешения детекторов на основе ГЭУ, полученные в моделировании и в эксперименте.

4.1 Определение координаты трека

Трек – это траектория частицы в пространстве. Если заряженная частица движется вне области магнитного поля и не испытывает рассеяние на большие углы, то траекторию этой частицы можно считать прямой линией.

Если частица пролетает через детектор на основе трёхкаскадных ГЭУ, то детектор может зарегистрировать эту частицу. Под координатой зарегистрированного трека частицы будем понимать координату точки, принадлежащую треку частицы и находящуюся в середине дрейфового промежутка, как показано на рисунке 37. Детектор измеряет координату трека в своей системе отсчёта, которая определяется конфигурацией считывающей структуры.

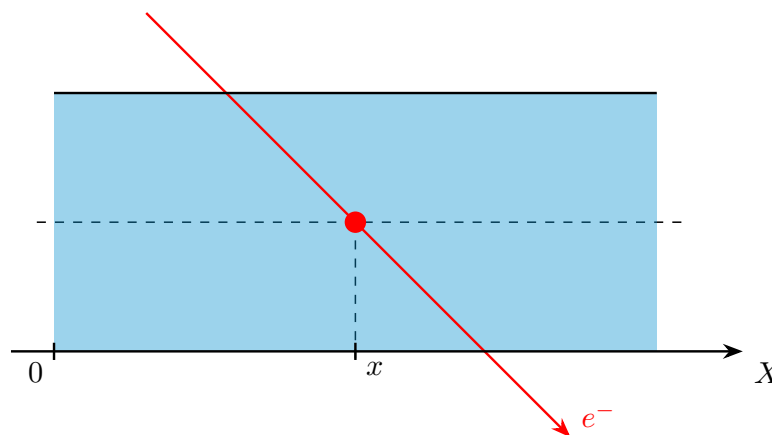


Рисунок 37 — Определение координаты трека частицы

Хит – это точка пересечения трека с плоскостью, параллельной считывающей структуре и делящей дрейфовый промежуток на две равные части.

На рисунке 37 хит обозначен большой точкой. В данном контексте координата трека – это то же самое, что координата хита.

В частном случае, когда трек ортогонален плоскости детектора, координата этого трека совпадает с координатой вылета частицы из дрейфового промежутка, как показано на рисунке 38. Ионизация, произведённая частицей в дрейфовом промежутке, усиливается наибольшим образом, поэтому в определении координаты трека фигурирует именно дрейфовый промежуток.

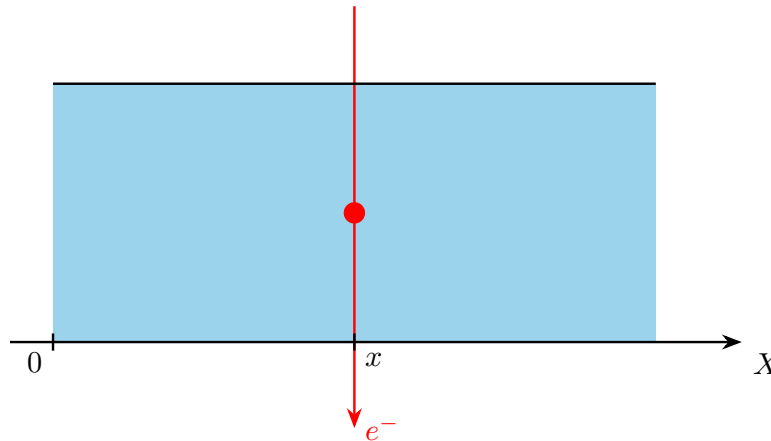


Рисунок 38 — Координата ортогонального трека частицы

4.2 Метод измерения координаты трека

Для того чтобы детектор зарегистрировал частицу, эта частица должна оставить в детекторе ионизационный след. Далее электроны ионизации будут дрейфовать до анода, усиливаясь в ГЭУ и наводя при этом заряды на полоски считывающей структуры. Скорость дрейфа электронов составляет порядка 5 см/мкс. Толщина детектора приблизительно равна 1 см. Тогда характерное время дрейфа электронов оценивается равным 200 нс. Считывающая электроника интегрирует наведённый заряд. В результате формируется распределение заряда на полосках, которое будем называть зарядовым кластером. Каждой полоске соответствует координатный канал, поэтому, в данном контексте, «полоски» и «каналы» – это одинаковые понятия. Измеренный на полосках заряд также будем называть сигналом.

Для вычисления координаты зарядового кластера x_{cog} применяется метод центра тяжести (Center-Of-Gravity (COG)):

$$x_{cog} = \frac{\sum_{i \in W} x_i \cdot Q_i}{\sum_{i \in W} Q_i}. \quad (4.1)$$

В формуле (4.1) W – это множество номеров сработавших полосок зарядового кластера; x_i – это координата центра i -ой полоски; Q_i – это сигнал на i -ой полоске.

Координата центра тяжести кластера – это измеренная координата трека частицы. Пример зарядового кластера представлен на рисунке 39.

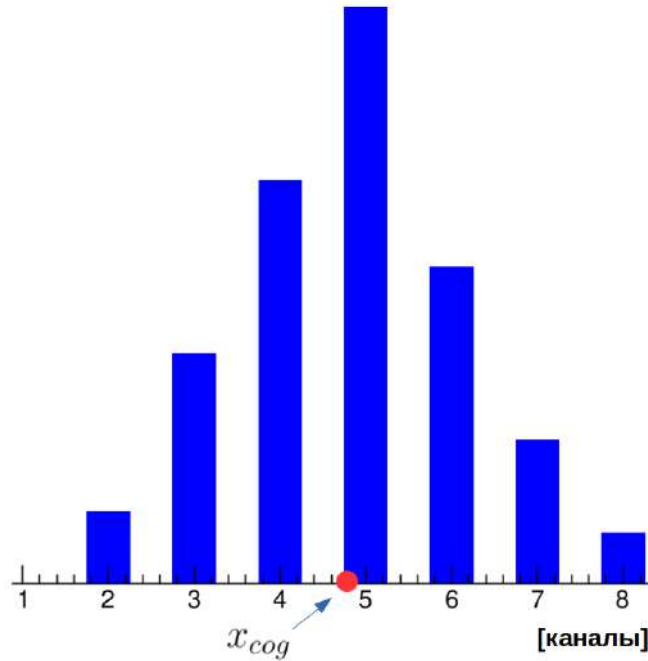


Рисунок 39 — Зарядовый кластер и координата его центра тяжести

4.3 Определение пространственного разрешения

Измеренная координата трека частицы x может не совпадать с его истинной координатой x' . Координатная разность (Δx , *residual*, x_{resid}) – это отличие измеренной координаты трека от истинной координаты того же трека:

$$\Delta x = x' - x. \quad (4.2)$$

Предположим, что детектор зарегистрировал множество событий, причём направление всех частиц было одинаковым, и все частицы попадали в одну и ту же точку детектора. Если бы детектор измерял координату трека абсолютно точно, то координатная разность для всех событий была бы равна нулю, как показано в примере на рисунке 40.

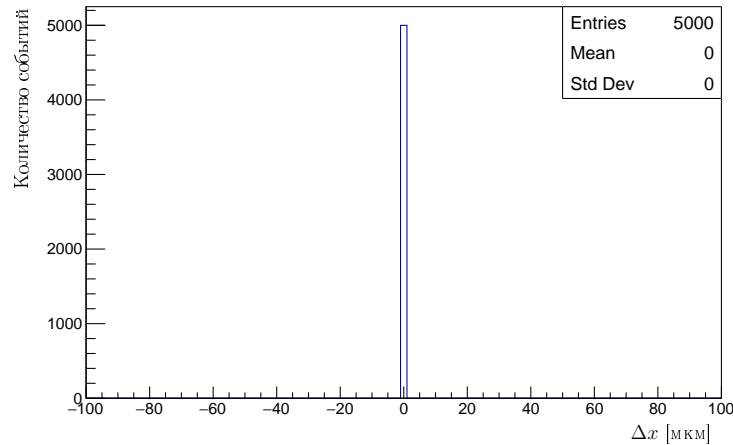


Рисунок 40 — Модельное распределение событий по координатной разности в случае абсолютно точного измерения координаты трека

В действительности детектор измеряет координату трека с некоторой конечной точностью, определяемой физическими характеристиками этого детектора. Опыт показывает, что распределение событий по координатной разности похоже на распределение Гаусса, пример которого представлен на рисунке 41.

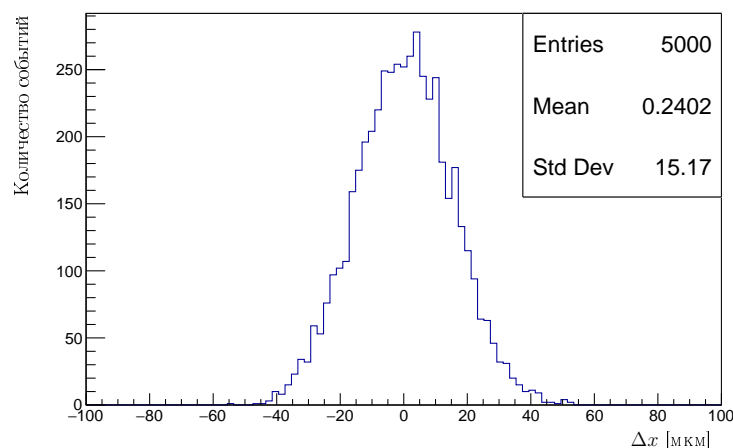


Рисунок 41 — Модельное распределение событий по координатной разности в случае, когда координата треков измеряется с конечной точностью

В данной работе под пространственным (координатным) разрешением детектора понимается стандартное отклонение функции Гаусса, аппроксимиру-

ющей распределение событий по координатной разности. Модельный пример извлечения пространственного разрешения из распределения событий по координатной разности представлен на рисунке 42.

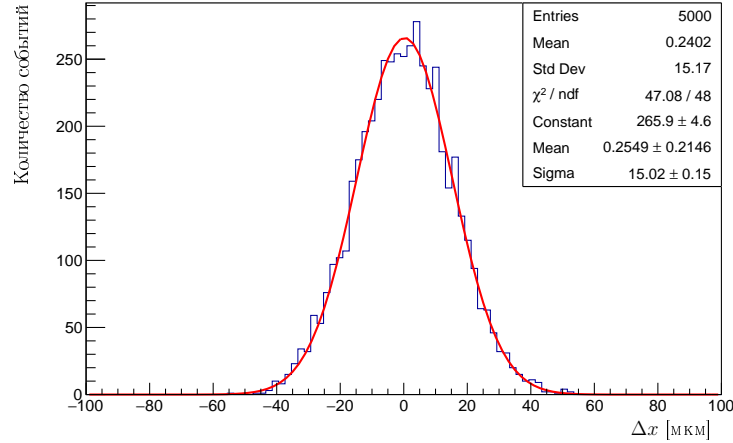


Рисунок 42 — Модельное распределение событий по координатной разности и аппроксимация данного распределения функцией Гаусса

В частности, из рисунка 42 следует, что пространственное разрешение модельного детектора равно:

$$\sigma_{\text{detector-example}} = 15,02 \pm 0,15 \text{ мкм.} \quad (4.3)$$

В приведённом примере было сгенерировано пять тысяч событий, координатная разность для которых была распределена по Гауссу со стандартным отклонением 15 мкм. Таким образом, аппроксимация функцией Гаусса даёт верную оценку истинного пространственного разрешения. Заметим, что стандартное отклонение распределения (значение Std Dev на рисунке 41) также является приемлемой оценкой для пространственного разрешения.

4.4 Метод измерения пространственного разрешения

Для измерения пространственного разрешения требуется знать истинную координату трека, которая в эксперименте неизвестна. Закономерно возникает вопрос о том, какой величиной можно заменить неизвестную истинную координату. Ответ заключается в том, что вместо истинной координаты следует применять расчётную координату точки пересечения трека с детектором,

пространственное разрешение которого измеряется. В данном разделе указан способ расчёта данной точки пересечения и представлен метод измерения пространственного разрешения детектора.

4.4.1 Анализ координатной разности

Для измерения пространственного разрешения изучаемого детектора в настоящей работе применяется схема с двумя трековыми детекторами, расположенными до и после изучаемого детектора, как показано на рисунке 43. Таким образом, изучаемый детектор является в данной схеме центральным.

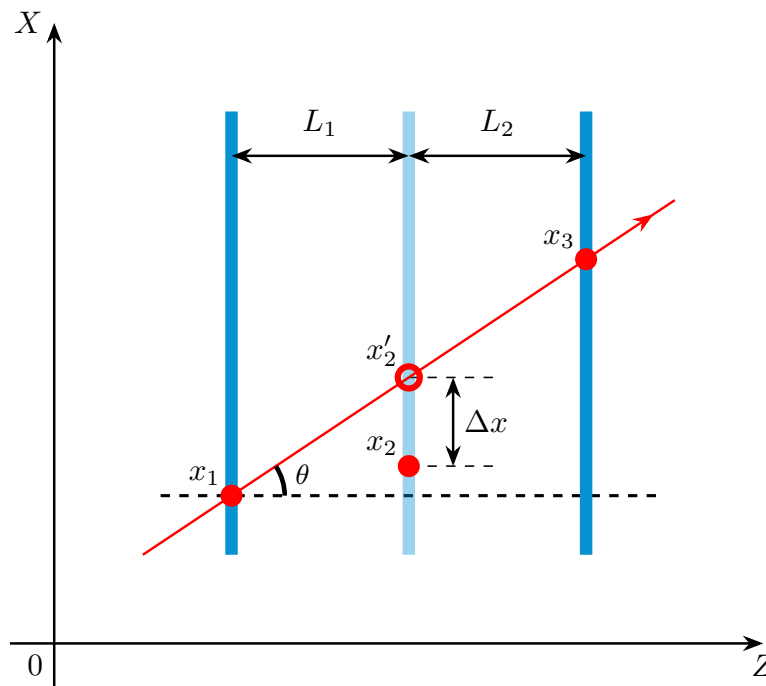


Рисунок 43 — Схема расположения детекторов для измерения пространственного разрешения центрального детектора

На рисунке 43 введены следующие обозначения:

x_1 — координата трека, измеренная 1-ым по счёту детектором, который является трековым детектором;

x_2 — координата трека, измеренная 2-ым по счёту детектором, который является изучаемым детектором;

x_3 — координата трека, измеренная 3-им по счёту детектором, который является трековым детектором;

x'_2 – расчётная координата точки пересечения трека с изучаемым детектором. Для построения данной расчётной координаты применяются результаты измерения трековых детекторов x_1 и x_3 , а также результаты измерения расстояний между детекторами L_1 и L_2 . Предполагается, что трек частицы является прямой линией.

Определение координатной разности в данных обозначениях принимает вид:

$$\Delta x = x'_2 - x_2. \quad (4.4)$$

В основе измерения пространственного разрешения детектора находится анализ распределения событий по координатной разности, которое извлекается из эксперимента. Затем данное распределение аппроксимируется функцией Гаусса – стандартное отклонение полученной функции будем обозначать следующим образом:

$$\sigma_{\Delta x} = \sigma_{xresid}. \quad (4.5)$$

Распределение событий по Δx позволяет вычислить пространственное разрешение изучаемого детектора. Заметим, что величина σ_{xresid} не равна пространственному разрешению детектора $\sigma_{detector}$, потому что при извлечении Δx применяется расчётная координата x'_2 , которая не является истинной координатой трека. Для вычисления пространственного разрешения необходимо квадратично вычесть вклад многократного рассеяния в изучаемом детекторе, а также вклад пространственного разрешения трековых детекторов из экспериментального значения σ_{xresid} .

На основе рисунка 43 запишем геометрическое соотношение:

$$\frac{x'_2 - x_1}{L_1} = \frac{x_3 - x_1}{L_1 + L_2}. \quad (4.6)$$

Из формулы (4.6) следует выражение для расчётной координаты:

$$x'_2 = x_1 + \frac{L_1}{L_1 + L_2} \cdot (x_3 - x_1). \quad (4.7)$$

В формуле (4.7) присутствует отношение расстояний между детекторами, которое обозначим отдельно:

$$\lambda = \frac{L_1}{L_1 + L_2}. \quad (4.8)$$

Тогда, с учётом обозначения (4.8), уравнение (4.7) можно переписать следующими способами:

$$x'_2 = x_1 + \lambda \cdot (x_3 - x_1); \quad (4.9)$$

$$x'_2 = (1 - \lambda) \cdot x_1 + \lambda \cdot x_3. \quad (4.10)$$

Заметим, что из определения (4.8) следует равенство:

$$1 - \lambda = \frac{L_2}{L_1 + L_2}. \quad (4.11)$$

Параметр λ зависит от измеренных расстояний между детекторами и может принимать значения от нуля до единицы.

Расчётная координата испытывает искажения, определяемые эффектом многократного рассеяния и эффектом ограниченного пространственного разрешения трековых детекторов. Далее будет выполнена оценка указанных вкладов в значение σ_{xresid} .

4.4.2 Вклад многократного рассеяния

Заряженная частица, пролетая через вещество, испытывает многократное рассеяние (Multiple Scattering (MS)), поэтому траектория этой частицы не является прямой линией. Эффект многократного рассеяния приводит к дополнительному вкладу в σ_{xresid} , который не связан с собственным пространственным разрешением изучаемого детектора. Вклад многократного рассеяния приводит к искажению расчётной координаты. Из дальнейшего вывода будет следовать, что значение σ_{xresid} испытывает влияние многократного рассеяния только в центральном детекторе. Также заметим, что в представленных далее экспериментах по измерению пространственного разрешения рассеянием электронов на окружающем воздухе можно пренебречь.

Стандартное отклонение угла многократного рассеяния для электрона вдоль фиксированного направления определяется следующим выражением [67]:

$$\sigma_{\theta MS} = \frac{13,6 \text{ МэВ}}{\beta_{cp} [\text{МэВ}]} \cdot \sqrt{\frac{X}{X_0}} \cdot \left[1 + 0,038 \cdot \ln \left(\frac{X}{X_0} \right) \right]. \quad (4.12)$$

В формуле (4.12) βc – скорость электрона в лабораторной системе отсчёта; p – импульс электрона; X – толщина рассеивающего материала, выраженная в единицах радиационной длины (X_0).

В данном случае $\sigma_{\theta MS}$ – это стандартное отклонение угла многократного рассеяния в изучаемом (центральном) детекторе.

Формула (4.12) позволяет выполнить расчёт количества материала в детекторе (X/X_0), если известно значение $\sigma_{\theta MS}$, которое извлекается из эксперимента. Для каждого детектора, изучаемого в данной работе, количество материала, выраженное радиационных длинах, находится в диапазоне от 0,25% до 0,30% [30].

Зависимость $\sigma_{\theta MS}$ от величины $\beta c p$ при разных значениях X/X_0 представлена на рисунке 44. Для релятивистского электрона величина $\beta c p$ практически совпадает с энергией электрона. Например, при энергии электрона 1 ГэВ и при $X/X_0 = 0,30\%$, значение $\sigma_{\theta MS}$ составляет:

$$\sigma_{\theta MS} = 0,58 \text{ мрад.} \quad (4.13)$$

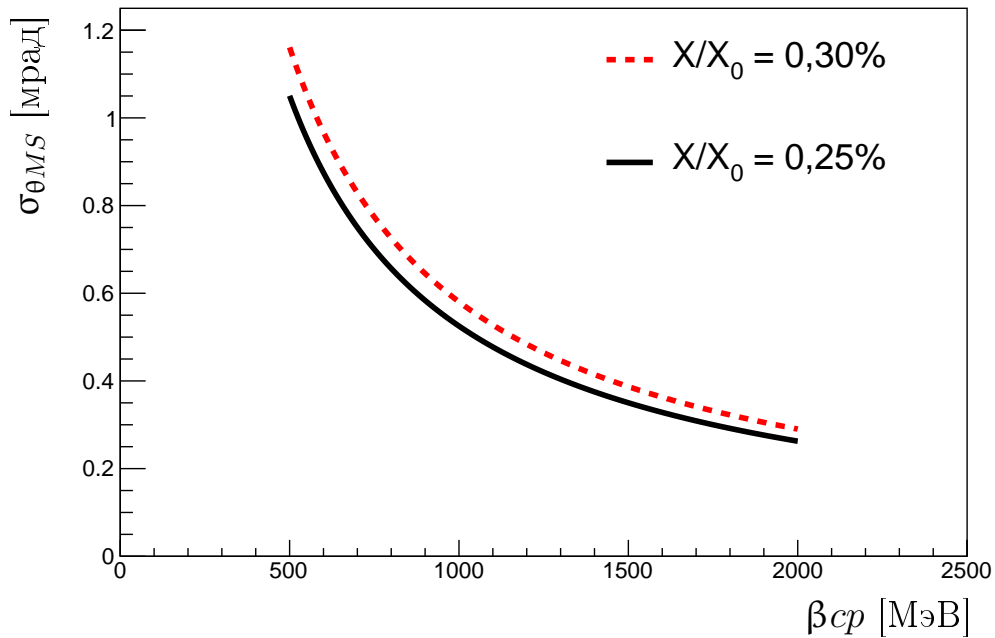


Рисунок 44 — Стандартное отклонение угла многократного рассеяния в зависимости от величины $\beta c p$ для разных значений X/X_0

Схема эксперимента, поясняющая расчёт вклада многократного рассеяния в значение σ_{xresid} , представлена на рисунке 45.

Начальный угол наклона электронного трека к оси Z обозначим буквой θ . В настоящей работе будем считать, что угол наклона каждого трека к оси Z является достаточно малым для того, что тангенс этого угла можно было принять равным самому углу. Электрон испытывает многократное рассеяние в материале детекторов и его трек изменяет угол наклона к оси Z . После прохождения 1-ого детектора электрон отклоняется на угол $\Delta\theta_1$, а после 2-ого — на $\Delta\theta_2$. Расчётный трек строится по показаниям крайних детекторов x_1 и x_3 . Координата x'_2 точки пересечения расчётного трека и центрального детектора является расчётной координатой трека. Угол наклона расчётного трека к оси Z обозначим символом θ' . Угол между истинным треком после прохождения 1-ого детектора и расчётным треком обозначим буквой δ . Будем считать углы наклона трека достаточно малыми для того, чтобы тангенсы этих углов можно было принять равными самим углам. При анализе влияния многократного рассеяния будем считать, что другие эффекты отсутствуют.

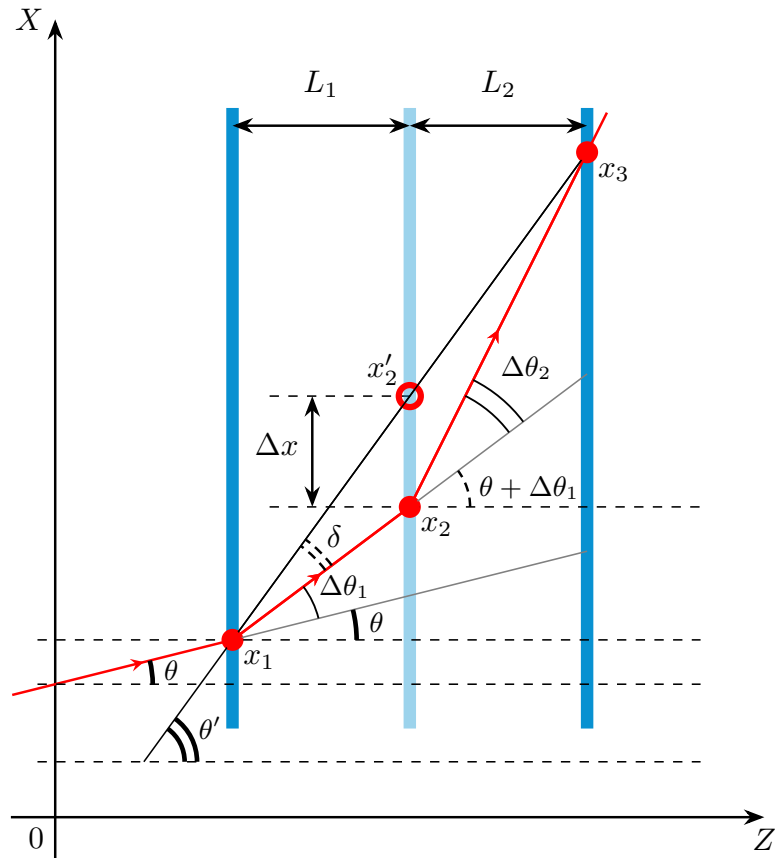


Рисунок 45 — Схема, поясняющая расчёт вклада многократного рассеяния в значение σ_{xresid}

Вывод оценки вклада многократного рассеяния начнём со следующих геометрических соотношений, записанных на основе рисунка 45:

$$\Delta x = x'_2 - x_2 = (x'_2 - x_1) - (x_2 - x_1); \quad (4.14)$$

$$x'_2 - x_1 = \theta' \cdot L_1; \quad (4.15)$$

$$x_2 - x_1 = (\theta + \Delta\theta_1) \cdot L_1; \quad (4.16)$$

$$\Delta x = x'_2 - x_2 = (x_3 - x_2) - (x_3 - x'_2); \quad (4.17)$$

$$x_3 - x_2 = (\theta + \Delta\theta_1 + \Delta\theta_2) \cdot L_2; \quad (4.18)$$

$$x_3 - x'_2 = \theta' \cdot L_2. \quad (4.19)$$

Из формул (4.14) и (4.17) следует тождество:

$$(x'_2 - x_1) - (x_2 - x_1) = (x_3 - x_2) - (x_3 - x'_2). \quad (4.20)$$

Из соотношения (4.20) с учётом формул (4.15), (4.16), (4.18), (4.19) следует равенство:

$$\theta' \cdot L_1 - (\theta + \Delta\theta_1) \cdot L_1 = (\theta + \Delta\theta_1 + \Delta\theta_2) \cdot L_2 - \theta' \cdot L_2. \quad (4.21)$$

Выполним преобразования формулы (4.21):

$$\theta' \cdot (L_1 + L_2) = \Delta\theta_2 \cdot L_2 + (\theta + \Delta\theta_1) \cdot (L_1 + L_2); \quad (4.22)$$

$$\Delta\theta_2 \cdot L_2 = (\theta' - \theta - \Delta\theta_1) \cdot (L_1 + L_2). \quad (4.23)$$

Из рисунка 45 следует соотношение:

$$\delta = \theta' - \theta - \Delta\theta_1. \quad (4.24)$$

Выражение (4.23), с учётом равенства (4.24), можно записать так:

$$\delta = \frac{L_2}{L_1 + L_2} \cdot \Delta\theta_2. \quad (4.25)$$

С другой стороны, из формул (4.14), (4.15), (4.16) следует соотношение:

$$\Delta x = x'_2 - x_2 = (\theta' - \theta - \Delta\theta_1) \cdot L_1. \quad (4.26)$$

Применим обозначение (4.24) к формуле (4.26):

$$\Delta x = \delta \cdot L_1. \quad (4.27)$$

Запишем равенство (4.27), применяя выражение (4.25):

$$\Delta x = \frac{L_1 L_2}{L_1 + L_2} \cdot \Delta\theta_2. \quad (4.28)$$

Таким образом доказано, что многократное рассеяние именно в центральном детекторе влияет на координатную разность:

$$\sigma_{\theta MS} = \sigma_{\Delta\theta_2}. \quad (4.29)$$

Тогда, с учётом формул (4.28) и (4.29), вклад многократного рассеяния в значение $\sigma_{x_{resid}}$ равен:

$$\sigma_{x MS} = \frac{L_1 L_2}{L_1 + L_2} \cdot \sigma_{\theta MS}. \quad (4.30)$$

4.4.3 Вклад разрешения трековых детекторов

Выполним оценку вклада пространственного разрешения трековых детекторов в значение $\sigma_{x_{resid}}$, применяя такие же обозначения, как на рисунке 43.

Снова запишем определение координатной разности:

$$\Delta x = x'_2 - x_2. \quad (4.31)$$

Измеренная координата x_2 и расчётная координата x'_2 — это случайные величины, каждая из которых характеризуется своим стандартным отклонением. Из этого факта, а также из определения (4.31) следует соотношение между стандартными отклонениями:

$$\sigma_{\Delta x}^2 = \sigma_{x'_2}^2 + \sigma_{x_2}^2. \quad (4.32)$$

Величина $\sigma_{\Delta x}$ является стандартным отклонением распределения событий по координатной разности:

$$\sigma_{xresid} = \sigma_{\Delta x}. \quad (4.33)$$

Стандартное отклонение распределения событий по измеренной координате трека является пространственным разрешением изучаемого детектора:

$$\sigma_{detector} = \sigma_{x_2} = \sigma_{d2}. \quad (4.34)$$

Стандартное отклонение распределения событий по расчётной координате является вкладом пространственного разрешения трековых детекторов в значение σ_{xresid} , если другие эффекты отсутствуют:

$$\sigma_{xTrack} = \sigma_{x'_2}. \quad (4.35)$$

Запишем снова выражение для расчётной координаты (4.10):

$$x'_2 = (1 - \lambda) \cdot x_1 + \lambda \cdot x_3. \quad (4.36)$$

Формула (4.36) определяет соотношение между стандартными отклонениями координат:

$$\sigma_{x'_2}^2 = ((1 - \lambda) \cdot \sigma_{x_1})^2 + (\lambda \cdot \sigma_{x_3})^2. \quad (4.37)$$

Преобразуем формулу (4.37):

$$\sigma_{x'_2}^2 = (1 - \lambda)^2 \cdot \sigma_{x_1}^2 + \lambda^2 \cdot \sigma_{x_3}^2. \quad (4.38)$$

Величина σ_{x_1} является пространственным разрешением 1-ого детектора, а величина σ_{x_3} – пространственным разрешением 3-ого детектора:

$$\sigma_{d1} = \sigma_{x_1}; \quad (4.39)$$

$$\sigma_{d3} = \sigma_{x_3}. \quad (4.40)$$

Из формул (4.35), (4.38), (4.39), (4.40) следует выражение для вклада пространственного разрешения трековых детекторов в σ_{xresid} :

$$\sigma_{xTrack}^2 = (1 - \lambda)^2 \cdot \sigma_{d1}^2 + \lambda^2 \cdot \sigma_{d3}^2. \quad (4.41)$$

Запишем формулу (4.41), раскрыв выражение для параметра λ с применением формул (4.8) и (4.11):

$$\sigma_{xTrack}^2 = \left(\frac{L_2}{L_1 + L_2} \right)^2 \cdot \sigma_{d1}^2 + \left(\frac{L_1}{L_1 + L_2} \right)^2 \cdot \sigma_{d3}^2. \quad (4.42)$$

4.4.4 Вычитание вкладов

Эффекты многократного рассеяния и пространственного разрешения трековых детекторов вносят вклад в стандартное отклонение расчётной координаты трека:

$$\sigma_{x'_2}^2 = \sigma_{xMS}^2 + \sigma_{xTrack}^2. \quad (4.43)$$

Стандартное отклонение измеренной координаты является собственным пространственным разрешением изучаемого детектора:

$$\sigma_{x_2} = \sigma_{detector}. \quad (4.44)$$

В эксперименте доступно стандартное отклонение распределения событий по координатной разности:

$$\sigma_{xresid}^2 = \sigma_{x'_2}^2 + \sigma_{x_2}^2. \quad (4.45)$$

Из формул (4.43), (4.44), (4.45) следует равенство:

$$\sigma_{xresid}^2 = \sigma_{xMS}^2 + \sigma_{xTrack}^2 + \sigma_{detector}^2. \quad (4.46)$$

Целью исследования является измерение собственного пространственного разрешения детектора, которое может быть извлечено из формулы (4.46):

$$\sigma_{detector}^2 = \sigma_{xresid}^2 - \sigma_{xMS}^2 - \sigma_{xTrack}^2. \quad (4.47)$$

Действие, определяемое формулой (4.47), назовём вычитанием вкладов физических эффектов из величины σ_{xresid} .

Общий случай

Из равенств (4.30), (4.42), (4.47) следует общая формула вычитания вкладов для определения собственного пространственного разрешения детектора:

$$\sigma_{detector}^2 = \sigma_{xresid}^2 - \left(\frac{L_1 L_2}{L_1 + L_2} \right)^2 \sigma_{\theta MS}^2 - \left(\frac{L_2}{L_1 + L_2} \right)^2 \sigma_{d1}^2 - \left(\frac{L_1}{L_1 + L_2} \right)^2 \sigma_{d3}^2. \quad (4.48)$$

Соотношение (4.48) можно переписать в терминах параметра λ , определяемого равенством (4.8):

$$\sigma_{detector}^2 = \sigma_{xresid}^2 - \lambda(1 - \lambda) \cdot L_1 L_2 \cdot \sigma_{\theta MS}^2 - (1 - \lambda)^2 \cdot \sigma_{d1}^2 - \lambda^2 \cdot \sigma_{d3}^2. \quad (4.49)$$

Далее изучим возможные частные случаи.

Частный случай 1

Трековые детекторы обладают одинаковым пространственным разрешением:

$$\sigma_{d1} = \sigma_{d3} = \sigma_{tracking}. \quad (4.50)$$

Подслучай 1.1 Разные расстояния между детекторами:

$$L_1 \neq L_2. \quad (4.51)$$

Условия (4.50), (4.51) в применении к формулам (4.48), (4.49) дают следующие выражения:

$$\sigma_{detector}^2 = \sigma_{xresid}^2 - \left(\frac{L_1 L_2}{L_1 + L_2} \right)^2 \cdot \sigma_{\theta MS}^2 - \frac{L_1^2 + L_2^2}{(L_1 + L_2)^2} \cdot \sigma_{tracking}^2; \quad (4.52)$$

$$\sigma_{detector}^2 = \sigma_{xresid}^2 - \lambda(1 - \lambda) \cdot L_1 L_2 \cdot \sigma_{\theta MS}^2 - ((1 - \lambda)^2 + \lambda^2) \cdot \sigma_{tracking}^2. \quad (4.53)$$

Подслучай 1.2 Одинаковые расстояния между детекторами:

$$L_1 = L_2 = L. \quad (4.54)$$

Если применить условие (4.54) к определению (4.8), то получим параметр:

$$\lambda = \frac{1}{2}. \quad (4.55)$$

Условия (4.50) и (4.54) при подстановке в формулу (4.48) обеспечивают следующее равенство:

$$\sigma_{detector}^2 = \sigma_{xresid}^2 - \left(\frac{L}{2} \cdot \sigma_{\theta MS} \right)^2 - \frac{1}{2} \cdot \sigma_{tracking}^2. \quad (4.56)$$

Частный случай 2

Все детекторы в схеме обладают одинаковым пространственным разрешением:

$$\sigma_{d1} = \sigma_{d2} = \sigma_{d3} = \sigma_{detector}. \quad (4.57)$$

Подслучай 2.1 Разные расстояния между детекторами:

$$L_1 \neq L_2. \quad (4.58)$$

Условия (4.57), (4.58) в применении к формулам (4.48), (4.49) дают следующие выражения:

$$\sigma_{detector}^2 \cdot \left(1 + \frac{L_1^2 + L_2^2}{(L_1 + L_2)^2} \right) = \sigma_{xresid}^2 - \left(\frac{L_1 L_2}{L_1 + L_2} \right)^2 \cdot \sigma_{\theta MS}^2; \quad (4.59)$$

$$\sigma_{detector}^2 \cdot (1 + \lambda^2 + (1 - \lambda)^2) = \sigma_{xresid}^2 - \lambda(1 - \lambda) \cdot L_1 L_2 \cdot \sigma_{\theta MS}^2. \quad (4.60)$$

Запишем формулу (4.60) с обозначением σ_{xMS} из равенства (4.30):

$$\sigma_{detector}^2 \cdot (1 + \lambda^2 + (1 - \lambda)^2) = \sigma_{xresid}^2 - \sigma_{xMS}^2. \quad (4.61)$$

Преобразуем левую часть формулы (4.61):

$$\sigma_{detector}^2 \cdot 2 \cdot (1 - \lambda \cdot (1 - \lambda)) = \sigma_{xresid}^2 - \sigma_{xMS}^2. \quad (4.62)$$

Выразим собственное пространственное разрешение изучаемого детектора из формулы (4.62):

$$\sigma_{detector} = \frac{\sqrt{\sigma_{xresid}^2 - \sigma_{xMS}^2}}{\sqrt{2 \cdot (1 - \lambda \cdot (1 - \lambda))}}. \quad (4.63)$$

Подслучай 2.2 Одинаковые расстояния между детекторами:

$$L_1 = L_2 = L. \quad (4.64)$$

Условия (4.57) и (4.64) при подстановке в формулу (4.48) дают следующее выражение:

$$\sigma_{detector}^2 = \sigma_{xresid}^2 - \left(\frac{L}{2} \cdot \sigma_{\theta MS}\right)^2 - \frac{1}{2} \cdot \sigma_{detector}^2. \quad (4.65)$$

Запишем формулу (4.65) с обозначением σ_{xMS} :

$$\sigma_{detector}^2 = \sigma_{xresid}^2 - \sigma_{xMS}^2 - \frac{1}{2} \cdot \sigma_{detector}^2. \quad (4.66)$$

Преобразуем равенство (4.66):

$$\frac{3}{2} \cdot \sigma_{detector}^2 = \sigma_{xresid}^2 - \sigma_{xMS}^2. \quad (4.67)$$

Выразим собственное пространственное разрешение изучаемого детектора из формулы (4.67):

$$\sigma_{detector} = \frac{\sqrt{\sigma_{xresid}^2 - \sigma_{xMS}^2}}{\sqrt{3/2}}. \quad (4.68)$$

Формула (4.68) может применяться для извлечения собственного пространственного разрешения детектора, если детекторы находятся на одинаковом расстоянии друг от друга, а также если пространственное разрешение изучаемого детектора совпадает с разрешением трековых детекторов.

4.5 Зависимость разрешения от угла наклона трека

Угол наклона трека отсчитывается от нормали (перпендикуляра) к плоскости детектора. Если частица летит вдоль нормали, то угол её наклона к этой нормали равен нулю, а трек, образуемый данной частицей, называется ортогональным. Ортогональный трек частицы представлен на рисунке 46. Частица производит ионизацию в дрейфовом промежутке, при этом могут возникать δ -электроны, способные сами производить ионизацию.

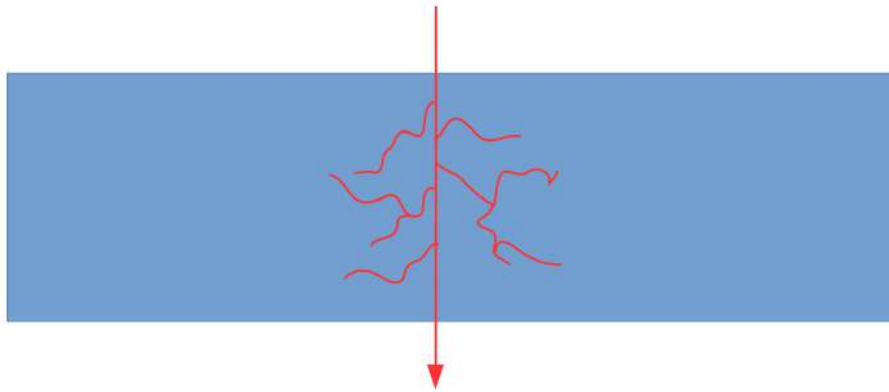


Рисунок 46 — Ортогональный трек регистрируемой частицы и схематичное изображение траектории электронов ионизации

Количество электронов ионизации вдоль траектории первичной частицы флуктуирует. Однако для оценки зависимости пространственного разрешения от угла наклона трека можно считать, что ионизация распределена вдоль траектории первичной частицы равномерно. Проекция трека на плоскость детектора равна $d \cdot \text{tg}(\theta)$, где d — толщина дрейфового промежутка, θ — угол наклона трека, как показано на рисунке 47.

Стандартное отклонение равномерного распределения с некоторой шириной меньше этой ширины в $\sqrt{12}$ раз, поэтому зависимость пространственного разрешения детектора от угла наклона трека оценим по формуле:

$$\sigma_{detector}(\theta) = \sqrt{\sigma_{detector}^2(0) + \left(\frac{d \cdot \text{tg}(\theta)}{\sqrt{12}}\right)^2}. \quad (4.69)$$

В формуле (4.69) фигурирует толщина дрейфового промежутка, так как образованная именно в этом промежутке ионизация усиливается наибольшим образом. В частности, если коэффициент газового усиления детектора на основе

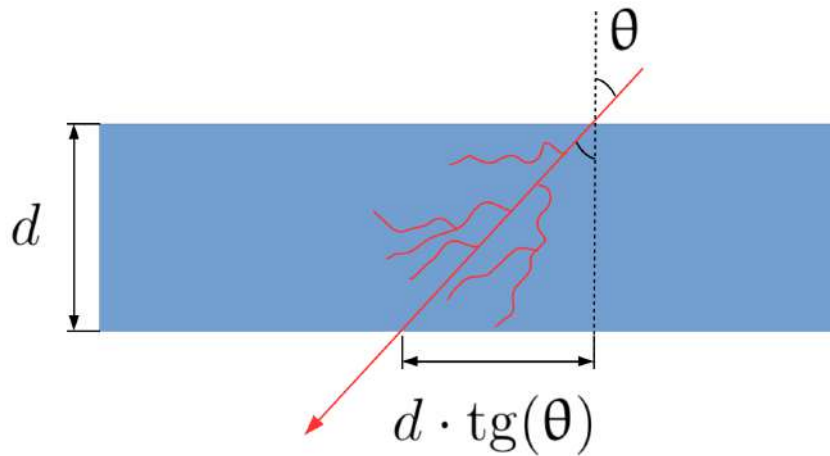


Рисунок 47 — Наклонный трек частицы, пролетающей через дрейфовый промежуток детектора

трёхкаскадных ГЭУ равен 2×10^4 , то средний эффективный коэффициент усиления одного ГЭУ можно оценить равным $(2 \times 10^4)^{1/3} \approx 27$. Тогда ионизация, произведённая первичной регистрируемой частицей в дрейфовом промежутке, будет усилена в 27 раз по сравнению с первичной ионизацией в первом транспортном промежутке, и последней ионизацией можно пренебречь. Тем более можно пренебречь первичной ионизацией, произведённой во втором транспортном промежутке и в индукционном промежутке.

Зависимость пространственного разрешения от угла наклона трека обычно измеряется в эксперименте [32], после чего производится сравнение с формулой (4.69).

Приведём численный пример параметров и построим график функции (4.69). Для этого выберем пространственное разрешения для ортогональных треков и толщину дрейфового промежутка в соответствии с таблицей 7.

Таблица 7 — Значения параметров для модельного примера

Параметр	Значение
$\sigma_{detector}(0)$	15 мкм
Толщина дрейфового промежутка d	4,5 мм

График расчётной зависимости пространственного разрешения детектора (4.69) для параметров из таблицы 7 представлен на рисунке 48.

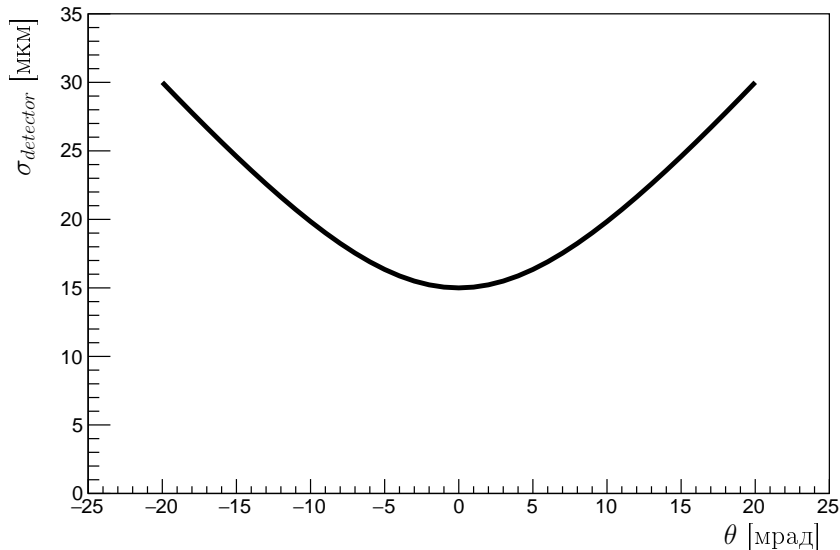


Рисунок 48 — Модельный пример зависимости пространственного разрешения детектора на основе трёхкаскадных ГЭУ от угла наклона регистрируемого трека. Пространственное разрешение для ортогональных треков установлено равным 15 мкм, толщина дрейфового промежутка составляет 4,5 мм

4.6 Метод юстировки детекторов по трекам

Изначально каждый детектор измеряет координату трека в своей локальной системе отсчёта. Для проведения трека необходимо знать расположение детекторов в глобальной системе отсчёта. Первоначально измерение параметров расположения детекторов друг относительно друга осуществляется при помощи стандартных инструментов, таких как линейка, дальномер и угломер. Для уточнения параметров относительного расположения детекторов применяются методы юстировки по трекам. Существует множество разных методов юстировки детекторов по трекам [68]. Применение конкретного метода юстировки зависит от решаемой задачи. В данном случае решается задача точного измерения пространственного разрешения детектора.

4.6.1 Описание метода

Из формулы (4.10) следует, что параметр λ влияет на расчётную координату трека и на значение σ_{xresid} . Если расстояния между детекторами измерены правильно, то параметр λ совпадает со своим истинным значением и обеспечивает верное значение σ_{xresid} . Если же параметр λ задан неверно, то значение σ_{xresid} будет отличаться от своего истинного значения, причём, как будет показано далее, неправильное значение σ_{xresid} будет обязательно больше истинного значения σ_{xresid} . Другими словами, истинное значение σ_{xresid} — это минимальное значение σ_{xresid} , как функции λ . На этом факте основан разрабатываемый здесь метод юстировки детекторов по трекам, который будем называть сканированием событий по параметру λ . Заметим, что разрабатываемый метод юстировки даёт возможность оценить только истинное значение параметра λ , но не позволяет восстановить абсолютные значения расстояний между детекторами.

Идея метода юстировки продемонстрирована на рисунке 49.

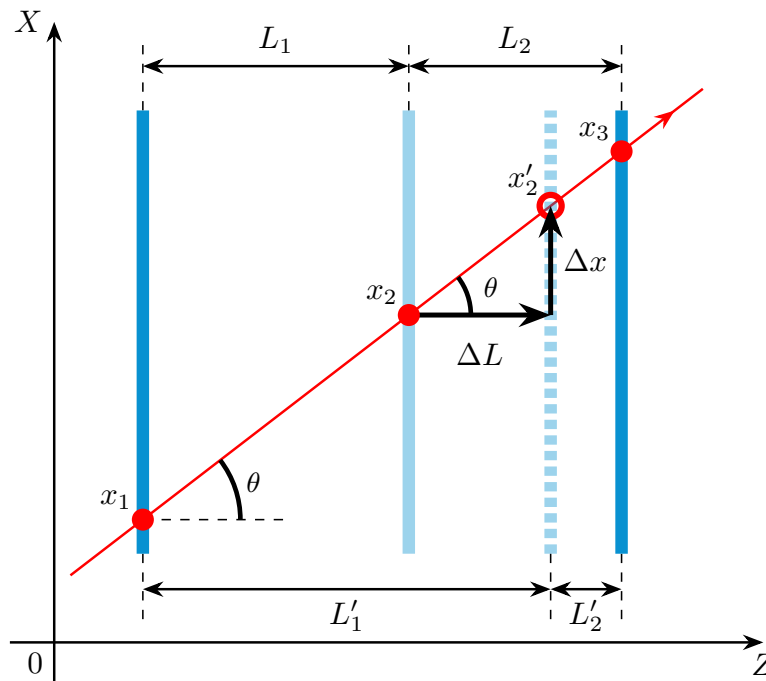


Рисунок 49 — Схема, поясняющая метод юстировки детекторов по трекам

Истинное расстояние между 1-ым и 2-ым детектором обозначим буквой L_1 , а между 2-ым и 3-им — L_2 . Истинные расстояния между детекторами неизвестны, но доступны предполагаемые расстояния, которые аналогично обозначим L'_1 и L'_2 , как показано на рисунке 49.

Запишем выражения для истинного и предполагаемого параметра λ :

$$\lambda_{true} = \frac{L_1}{L_1 + L_2}; \quad (4.70)$$

$$\lambda = \frac{L'_1}{L'_1 + L'_2}. \quad (4.71)$$

Введём разность между истинным и предполагаемым параметром λ :

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_{true}. \quad (4.72)$$

Будем считать, что величина $\Delta\lambda$ определяется сдвигом центрального детектора ΔL .

Из рисунка 49 и формул (4.70), (4.71) следует цепочка равенств:

$$\lambda = \frac{L'_1}{L'_1 + L'_2} = \frac{L_1 + \Delta L}{L_1 + L_2} = \lambda_{true} + \frac{\Delta L}{L_1 + L_2}. \quad (4.73)$$

Преобразуем соотношение (4.73):

$$\lambda = \lambda_{true} + \frac{L_1}{L_1} \cdot \frac{\Delta L}{L_1 + L_2} = \lambda_{true} + \frac{L_1}{L_1 + L_2} \cdot \frac{\Delta L}{L_1}. \quad (4.74)$$

В формуле (4.74) можно выделить параметр λ_{true} :

$$\lambda = \lambda_{true} + \lambda_{true} \cdot \frac{\Delta L}{L_1}. \quad (4.75)$$

Из равенств (4.72) и (4.75) следует выражение, связывающее величины λ_{true} , L_1 , $\Delta\lambda$ и ΔL :

$$\Delta\lambda = \lambda_{true} \cdot \frac{\Delta L}{L_1}. \quad (4.76)$$

Формулу (4.76) можно записать следующим образом:

$$\Delta L = L_1 \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda_{true}}. \quad (4.77)$$

Будем считать, что детекторы измеряют координату трека в своих локальных системах абсолютно точно, и при этом отсутствует эффект многократного рассеяния. Тогда на основе рисунка 49 запишем координатную разность, обусловленную отличием между истинным и предполагаемым расположением детекторов:

$$\Delta x = \Delta L \cdot \theta. \quad (4.78)$$

Подставляя (4.77) в (4.78), получим зависимость координатной разности от угла наклона трека:

$$\Delta x = \frac{\Delta \lambda}{\lambda_{true}} \cdot L_1 \cdot \theta. \quad (4.79)$$

Из формулы (4.79) следует, в частности, то, что координатная разность не изменяется при сканировании событий по параметру λ , если угол наклона регистрируемых треков равен нулю. Этот факт позволяет выполнять независимую проверку ортогональности регистрируемых треков.

Детекторы обычно регистрируют не один трек, а множество треков с разным углом наклона к оси Z . Среднее значение распределения событий по координатной разности будем обозначать $\overline{\Delta x}$, а стандартное отклонение этого распределения — $\sigma_{\Delta x}$ или σ_{xresid} . Сканирование событий по параметру λ включает снятие зависимостей $\overline{\Delta x}(\lambda)$ и $\sigma_{xresid}(\lambda)$.

4.6.2 Моделирование применения метода

Для оценки возможностей разрабатываемого метода было построено моделирование его применения. Трековая система в моделировании представлена на рисунке 49. Расстояния между детекторами принимали следующие значения:

$$L_1 = 140 \text{ мм}; \quad (4.80)$$

$$L_2 = 130 \text{ мм}. \quad (4.81)$$

Из определения (4.70) и формул (4.80), (4.81) следует численное значение параметра λ_{true} в моделировании:

$$\lambda_{true} = \frac{L_1}{L_1 + L_2} = \frac{140}{140 + 130} \approx 0,5185. \quad (4.82)$$

Собственное пространственное разрешение при регистрации ортогональных треков было принято равным 15 мкм для каждого детектора.

Стандартное отклонение угла многократного рассеяния в центральном изучаемом детекторе было выбрано равным:

$$\sigma_{\theta MS} = 0,6 \text{ мрад.} \quad (4.83)$$

Применяя формулу (4.30) для параметров (4.80), (4.81) и (4.83), был рассчитан вклад многократного рассеяния σ_{xMS} в значение σ_{xresid} :

$$\sigma_{xMS} = \frac{L_1 L_2}{L_1 + L_2} \cdot \sigma_{\theta MS} = \frac{140 \cdot 130}{140 + 130} \cdot 0,6 \text{ мкм} \approx 40 \text{ мкм.} \quad (4.84)$$

Примеры сканирования координатной разности по параметру λ для разных диапазонов угла наклона треков представлены на рисунках 50 и 51.

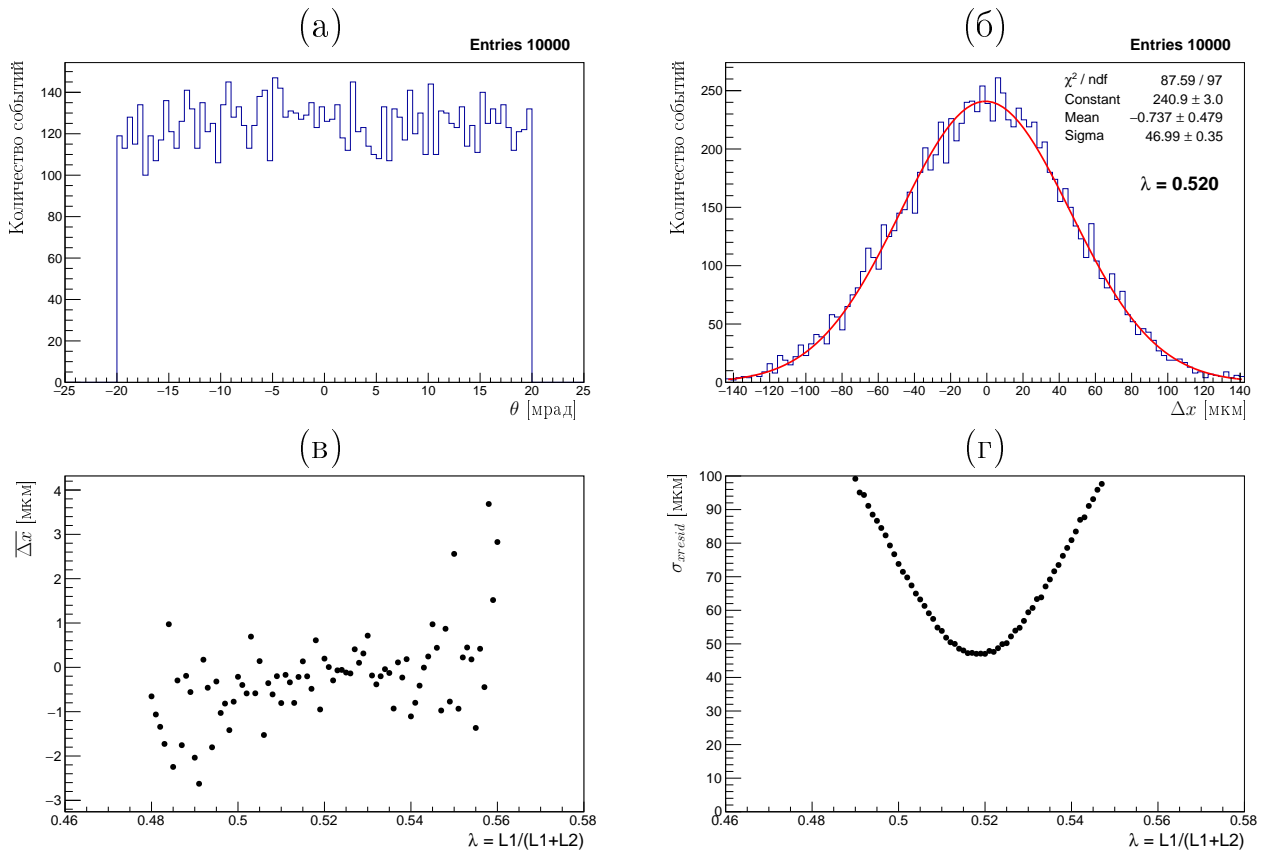


Рисунок 50 — Результаты сканирования координатной разности по параметру λ , полученные в моделировании для диапазона угла наклона треков от -20 мрад до $+20$ мрад. Обозначения: (а) распределение событий по углу наклона трека; (б) распределение событий по координатной разности; (в) $\overline{\Delta x}(\lambda)$; (г) $\sigma_{xresid}(\lambda)$

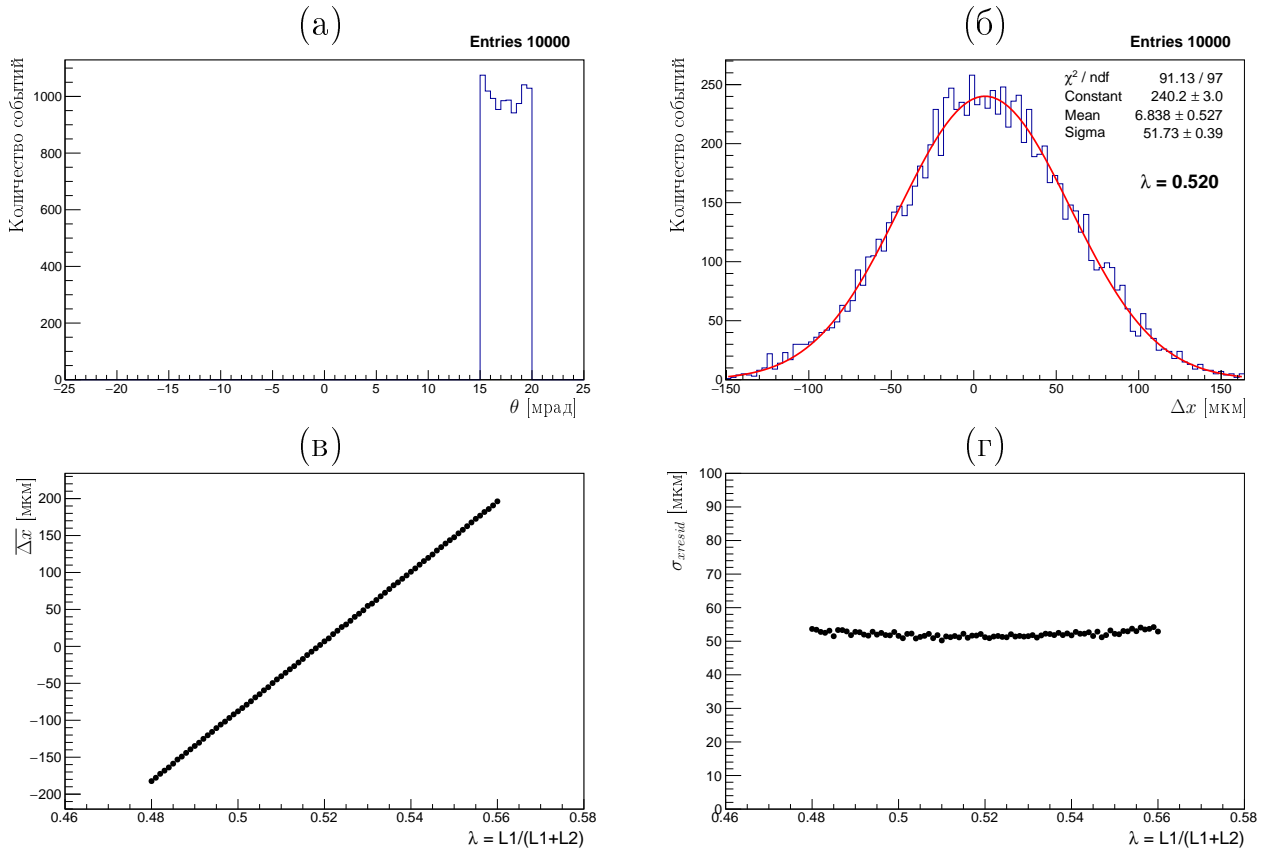


Рисунок 51 — Результаты сканирования координатной разности по параметру λ , полученные в моделировании для диапазона угла наклона треков от $+15$ мрад до $+20$ мрад. Обозначения: (а) распределение событий по углу наклона трека; (б) распределение событий по координатной разности; (в) $\overline{\Delta x}(\lambda)$; (г) $\sigma_{xresid}(\lambda)$

Для того чтобы извлечь параметр λ_{true} , требуется найти положение минимума функции $\sigma_{xresid}(\lambda)$. Чем шире диапазон угла наклона выбранных треков, тем более отчётливым является минимум функции $\sigma_{xresid}(\lambda)$. Среди изученных вариантов самый отчётливый минимум проявляется при наибольшем диапазоне угла наклона треков: от -20 мрад до $+20$ мрад. Зависимость $\sigma_{xresid}(\lambda)$ становится более плоской при уменьшении диапазона угла наклона выбранных треков. Минимальное значение функции $\sigma_{xresid}(\lambda)$ снижается с 47 мкм до 43 мкм при уменьшении диапазона углов от ± 20 мрад до ± 5 мрад.

Для нахождения положения минимума зависимости $\sigma_{xresid}(\lambda)$ выполним аппроксимацию полученных в моделировании точек квадратичной функцией:

$$f(\lambda) = a \cdot \lambda^2 + b \cdot \lambda + c. \quad (4.85)$$

Положение минимума функции (4.85) задаётся формулой:

$$\lambda_0 = -\frac{b}{2a}. \quad (4.86)$$

Погрешность определения положения минимума рассчитывается на основе выражения (4.86) по правилу переноса ошибок:

$$\Delta\lambda_0 = \frac{|a| \cdot \Delta b + |b| \cdot \Delta a}{2a^2}. \quad (4.87)$$

Значение λ_0 с погрешностью является оценкой истинного значения λ_{true} .

Примеры аппроксимации моделируемой зависимости $\sigma_{xresid}(\lambda)$ функцией (4.85) для разных диапазонов угла наклона треков представлены на рисунке 52. Из результатов моделирования следует, что изучаемый метод позволяет установить значение λ_{true} с относительной погрешностью на уровне 10^{-4} .

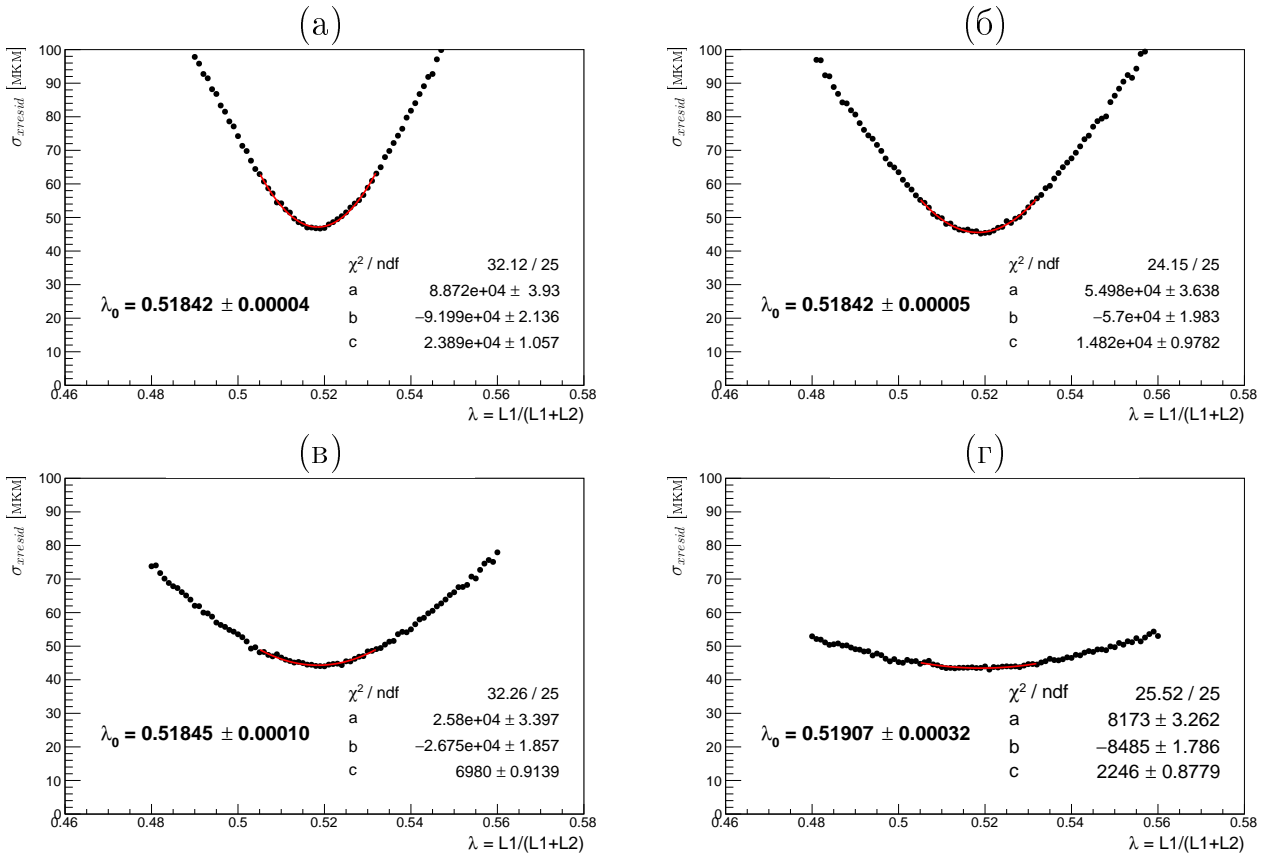


Рисунок 52 — Зависимость $\sigma_{xresid}(\lambda)$, полученная в моделировании для разных

диапазонов угла наклона треков θ : (а) $\theta \in [-20, +20]$ мрад;

(б) $\theta \in [-15, +15]$ мрад; (в) $\theta \in [-10, +10]$ мрад; (г) $\theta \in [-5, +5]$ мрад.

4.7 Пространственное разрешение в моделировании

В данном разделе представлены результаты моделирования измерения пространственного разрешения детекторов на основе ГЭУ. Изначально моделирование проводилось в программе GEANT4 [22]. Далее было построено параметрическое моделирование, где параметры модели выбирались по признаку согласованности наблюдаемых величин с экспериментальными данными.

В каждом случае было выполнено моделирование для отдельного детектора и для детектора в составе трековой системы. Вариант моделирования отдельного детектора предполагал, что координата точки пересечения трека с детектором известна точно. Моделирование детектора в составе трековой системы отличалось тем, что координата точки пересечения вычислялась по показаниям трековых детекторов, как это и происходит в эксперименте.

4.7.1 Моделирование в программе GEANT4

Моделирование отдельного детектора

Описание модели Материалы, входящие в состав модели детектора, представлены в таблице 8. Рабочий объём детектора был заполнен газом $\text{Ar}(75\%)\text{-CO}_2(25\%)$, который находился при атмосферном давлении и при комнатной температуре. Для описания отверстий, проделанных в меди и каптоне ГЭУ, плотность этих материалов в моделировании была умножена на число 0,8, которое назовём фактором прореживания. Фактор прореживания был выбран на основе того, что площадь отверстий составляет приблизительно 20% от полной площади ГЭУ.

В моделировании изучалось пространственное разрешение вдоль одной координаты, которая в реальном эксперименте измеряется полосками верхнего слоя считывающей структуры. Моделирование в программе GEANT4 включало ряд последовательных этапов. Вначале первичные электроны с энергией 1 ГэВ и вектором импульса, перпендикулярным плоскости детектора, а также

случайным образом распределённой начальной поперечной координатой, транспортировались через модель детектора, как показано на рисунке 53.

Таблица 8 — Материалы детектора на основе трёхкаскадных ГЭУ в моделировании.

Название	Материал	Толщина
Первый слой	Каптон	50 мкм
Катод	Медь	5 мкм
Дрейфовый промежуток	Ag(75%)-CO ₂ (25%)	3,0 мм
ГЭУ-1	Таблица 9	60 мкм
Первый транспортный промежуток	Ag(75%)-CO ₂ (25%)	1,5 мм
ГЭУ-2	Таблица 9	60 мкм
Второй транспортный промежуток	Ag(75%)-CO ₂ (25%)	1,5 мм
ГЭУ-3	Таблица 9	60 мкм
Индукционный промежуток	Ag(75%)-CO ₂ (25%)	2,0 мм
Анод	Медь	5 мкм
Последний слой	Каптон	50 мкм

Таблица 9 — Материалы одного ГЭУ в моделировании. Фактор прореживания равен 0,8.

Название	Материал	Толщина
Верхний электрод ГЭУ	Прореженная медь	5 мкм
Каптон ГЭУ	Прореженный каптон	50 мкм
Нижний электрод ГЭУ	Прореженная медь	5 мкм

После записи всех энерговыделений в дрейфовом промежутке начинался второй этап, который включал введение флуктуаций коэффициента газового усиления, диффузию электронов в газе, распределение сигнала по полоскам считывающей структуры с учётом шумов электроники, и расчёт положения зарядового кластера методом центра тяжести.

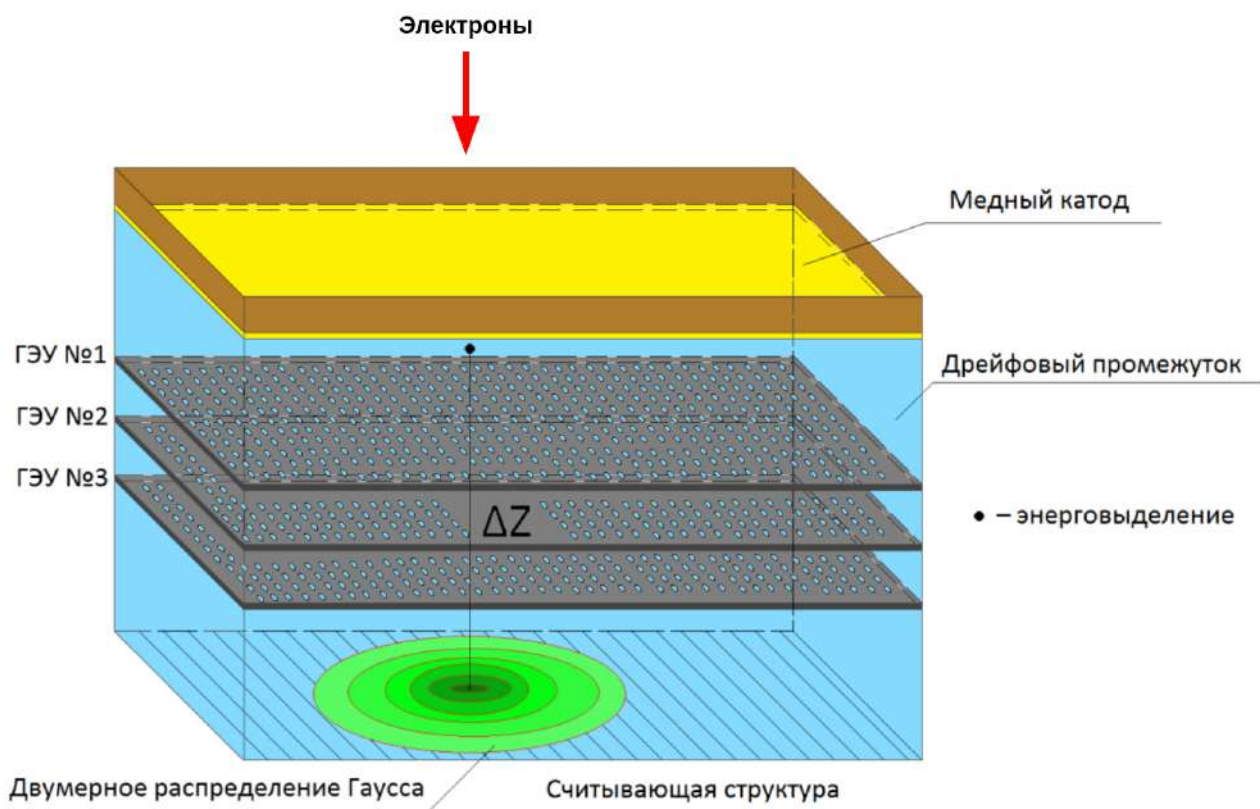


Рисунок 53 — Схема моделирования

Обработка энерговывделений Флуктуации коэффициента газового усиления были введены путём умножения каждого энерговывделения на случайную гауссовскую величину со средним значением, равным единице. Стандартное отклонение этой величины было равно 0,13. Такое значение было взято из эксперимента по изучению поглощения фотонов с энергией 8 кэВ в детекторе на основе трёхкаскадных ГЭУ [69], где было получено энергетическое разрешение 30% для полной ширины на полувысоте (Full Width at Half Maximum (FWHM)). Пересчёт FWHM в стандартное отклонение был произведён путём деления FWHM на коэффициент 2,35.

Диффузия электронов в газе учитывалась сопоставлением каждому энерговывделению двумерного распределения Гаусса с центром в точке энерговывделения (в плоскости, перпендикулярной первоначальному направлению первичных электронов) и амплитудой, равной величине энерговывделения. Стандартное отклонение этого распределения было равно коэффициенту эффективной поперечной диффузии, умноженному на квадратный корень из расстояния от точки энерговывделения до плоскости анода. Коэффициент эффективной поперечной

диффузии электронов был установлен равным $300 \text{ мкм}/\sqrt{\text{см}}$ в соответствии с результатами, описанными в главе 3 настоящей работы.

Считывающая структура детектора для установки ДЕЙТРОН состоит из прямых и наклонных полосок. Сигнал между прямыми и наклонными полосками делится в соотношении 1:1 с точностью до статистических флуктуаций. Таким образом, прямые полоски регистрируют приблизительно половину полного сигнала [70]. В моделировании изучалось пространственное разрешение детектора при регистрации сигнала только прямыми полосками, поэтому считывающая структура была описана последовательностью полосок, где каждая вторая полоска была способна регистрировать сигнал, как показано на рисунке 54. Шаг сигнальных полосок (PITCH) в два раза больше ширины (WIDTH) полоски.

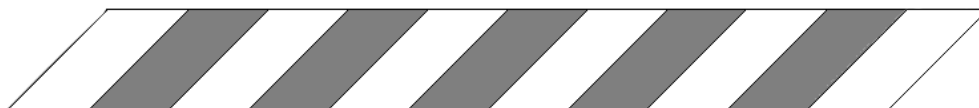


Рисунок 54 — Считывающая структура детектора в моделировании. Серым цветом показаны сигнальные полоски, а белым цветом — невосприимчивые к сигналу зазоры

В случае детектора для Тестового пучка полный сигнал между X-полосками и Y-полосками также делился приблизительно поровну, при этом изучалось пространственное разрешение при регистрации сигнала только X-полосками. Соответственно, при моделировании детектора для Тестового пучка применялась такая же считывающая структура, изображённая на рисунке 54.

Отношение сигнала к шуму Если детектор работает, но частицы в него не попадают, то на конденсаторах, подключённых к полоскам, в любом случае будет находиться ненулевой флуктуирующий заряд, определяемый тепловыми шумами. При регистрации частицы к наведённому заряду будут добавляться тепловые шумы считывающей электроники. Данные шумы являются гауссовскими и характеризуются стандартным отклонением σ_{Noise} .

Сигнал на выходе оцифровывающей электроники измеряется в отсчётах АЦП. Один отсчёт АЦП равен некоторому количеству электронов, модуль заряда которого обозначим символом $|e|$. Для того чтобы установить соответствие

между отсчётом АЦП и количеством регистрируемых электронов, была выполнена калибровка. Значение, на которое требуется умножить отсчёт АЦП для получения сигнала, выраженное в количестве электронов, назовём коэффициентом пересчёта. Процедура электронной калибровки детекторов на основе ГЭУ для установки ДЕЙТРОН и для Тестового пучка описана в работах [59] и [60]. Результаты калибровки представлены в таблице 10. Относительная погрешность измерения коэффициента пересчёта находится на уровне 1%. Для величины σ_{Noise} относительная погрешность составляет порядка 10%.

Таблица 10 — Результаты калибровки электроники детекторов

Детектор	1 отсчёт АЦП	σ_{Noise}
DEUTERON	114 e	3 000 e
TBF	162 e	4 000 e

Шумы электроники в моделировании были учтены путём добавления к сигналу на каждой полоске случайной гауссовской величины с нулевым средним значением и стандартным отклонением σ_{Noise} .

Детектор характеризуется отношением сигнала к шуму, которое также называется Signal-to-Noise Ratio (SNR). Определение отношения сигнала к шуму зависит от того, что именно понимается под сигналом. При моделировании в программе GEANT4 под сигналом понимался полный зарегистрированный электрический заряд на всех сработавших полосках. Данный заряд в разных событиях является разным, поэтому для того, чтобы рассчитать SNR, сигнал должен быть усреднён по множеству зарегистрированных событий.

Для расчёта зарегистрированного заряда требуется оценить количество термализовавшихся электронов $N_{thermal}$ в дрейфовом промежутке детектора. Это значение было рассчитано на основе данных из работы [61].

Если известен коэффициент усиления $Gain$, то полное количество электронов N_{total} , движущихся к считывающей структуре в индукционном промежутке, может быть вычислено по формуле:

$$N_{total} = Gain \cdot N_{thermal}. \quad (4.88)$$

В моделировании изучалось пространственное разрешение вдоль одной координатной оси, поэтому регистрируемое количество электронов N_{signal} связано со значением N_{total} следующим соотношением:

$$N_{signal} = \frac{1}{2} \cdot N_{total}. \quad (4.89)$$

Расчёт SNR выполнялся по формуле:

$$SNR = \frac{N_{signal}}{\sigma_{Noise}}. \quad (4.90)$$

Результат оценки значения SNR для разных типов детекторов представлен в таблице 11.

Таблица 11 — Расчёт значения SNR для детекторов при коэффициенте усиления в диапазоне $(1-4) \times 10^4$. Буквой d обозначена толщина дрейфового промежутка.

Детектор	d [мм]	$N_{thermal}, e $	SNR
DEUTERON	3,0	28	50 – 190
TBF	4,5	42	50 – 210

Результаты моделирования Истинная координата трека, пролетающего через моделируемый детектор, была известно точно. Моделирование проводилось для различных значений шага полосок. Количество полосок, вовлечённых в расчёт координат методом центра тяжести, варьировалось для того, чтобы корректно учитывать форму распределения сигнала [29]. А именно, для шага полосок 100 – 400 мкм полоска вовлекалась в расчёт координаты, если сигнал на ней превышал 10% от максимального сигнала в полученном распределении. Моделирование показало, что среднее количество сработавших полосок для шага 400 мкм было равно 2,9. Для шага 500 мкм требовалось срабатывание трёх полосок. Распределения событий по координатной разности представлены на рисунке 55.

Результаты моделирования пространственного разрешения отдельного детектора в программе GEANT4 представлены на рисунке 56 и в таблице 12.

Из результатов моделирования следует, что пространственное разрешение детекторов на основе трёхкаскадных ГЭУ находится на уровне 15 – 20 мкм.

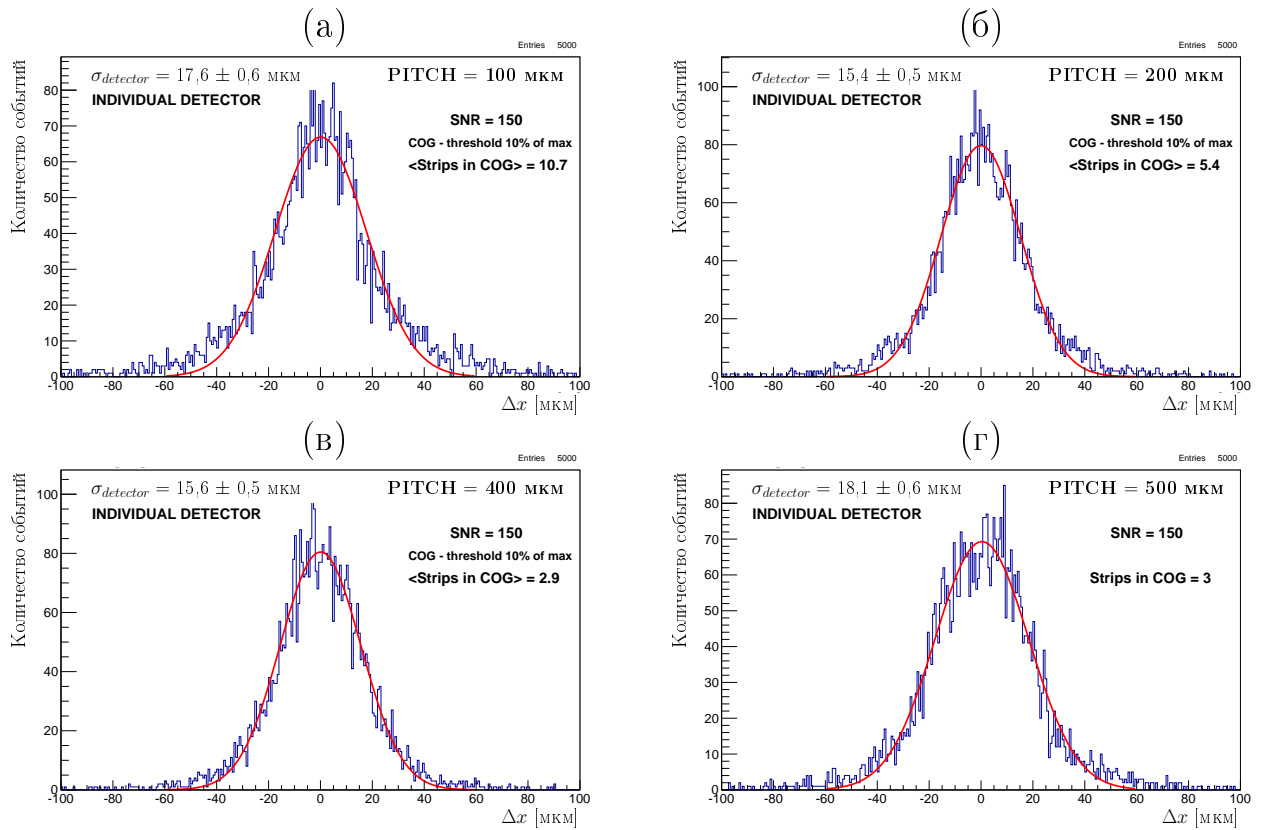


Рисунок 55 — Результаты моделирования отдельного детектора в программе GEANT4. Распределения событий по координатной разности, полученные для разных значений шага полосок при фиксированном SNR = 150. Шаг полосок равен: (а) 100 мкм; (б) 200 мкм; (в) 400 мкм; (г) 500 мкм

Таблица 12 — Результаты моделирования отдельного детектора в программе GEANT4. Пространственное разрешение детектора ($\sigma_{detector}$) в зависимости от шага полосок считывающей структуры. Представлены критерии учёта полоски в методе центра тяжести (Алгоритм) и среднее количество сработавших полосок ($\langle N_{strips} \rangle$).

Шаг полосок, мкм	$\sigma_{detector}$, мкм	Алгоритм	$\langle N_{strips} \rangle$
100	$17,6 \pm 0,6$	Порог 10%	10,7
200	$15,4 \pm 0,5$	Порог 10%	5,4
300	$14,4 \pm 0,4$	Порог 10%	3,7
400	$15,6 \pm 0,5$	Порог 10%	2,9
500	$18,1 \pm 0,6$	3 полоски	3,0

Далее было проведено моделирование измерения пространственного разрешения для разных значений SNR при фиксированном шаге полосок 500 мкм.

Соответствующий график представлен на рисунке 57. Установлено, что пространственное разрешение существенно зависит от шумов при SNR меньше 100. Зависимость пространственного разрешения устанавливается на уровне, меньшем 20 мкм, начиная со значения $\text{SNR} = 140$.

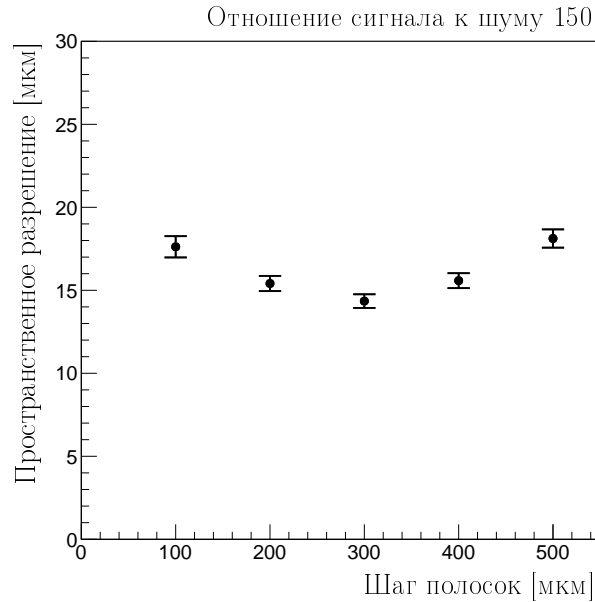


Рисунок 56 — Результаты моделирования отдельного детектора в программе GEANT4. Пространственное разрешение детектора в зависимости от шага полосок считывающей структуры при фиксированном $\text{SNR} = 150$

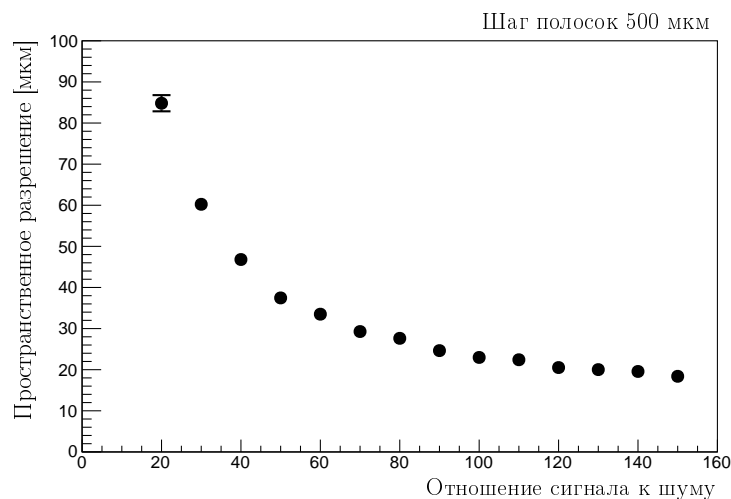


Рисунок 57 — Результаты моделирования отдельного детектора в программе GEANT4. Пространственное разрешение детектора в зависимости от SNR при фиксированном шаге полосок 500 мкм

Моделирование детектора в составе трековой системы

Трековая система в моделировании была составлена из трёх одинаковых детекторов, расположенных на одинаковом расстоянии друг от друга. Материальный состав одного детектора представлен в таблице 8. Расстояние между анодами соседних детекторов было равно $L = 58,3$ мм. Изучалось пространственное разрешение детектора, расположенного в центре между двумя другими детекторами.

Метод расчёта собственного пространственного разрешения детектора и вводимые при этом обозначения полностью описаны в разделе 4.4, поэтому здесь будут представлены только результаты проведённого моделирования.

Электроны с энергией 1 ГэВ и случайно распределённой поперечной x -координатой были запущены через трековую систему [71]. Количество материала (X/X_0) для детектора в моделировании по расчётам составило 0,31%. Тогда $\sigma_{\theta MS} = 0,6$ мрад и $\sigma_{x MS} = 17,4$ мкм.

Распределения событий по координатной разности для разных значений шага полосок представлены на рисунке 58.

Результаты моделирования детектора в составе трековой системы представлены в таблице 13.

Таблица 13 — Результаты моделирования детектора в составе трековой системы. Величина $\sigma_{x MS} = 17,4$ мкм.

Шаг полосок, мкм	$\sigma_{x resid}$, мкм	$\sigma_{detector}$, мкм
100	$34,1 \pm 0,1$	$23,5 \pm 0,7$
200	$28,0 \pm 0,1$	$15,7 \pm 0,5$
300	$26,0 \pm 0,1$	$13,0 \pm 0,4$
400	$26,8 \pm 0,4$	$13,1 \pm 0,6$
500	$29,6 \pm 0,4$	$15,6 \pm 0,7$

Из результатов моделирования детектора в составе трековой системы также следует, что пространственное разрешение детекторов на основе трёхкаскадных ГЭУ находится на уровне 15 – 20 мкм.

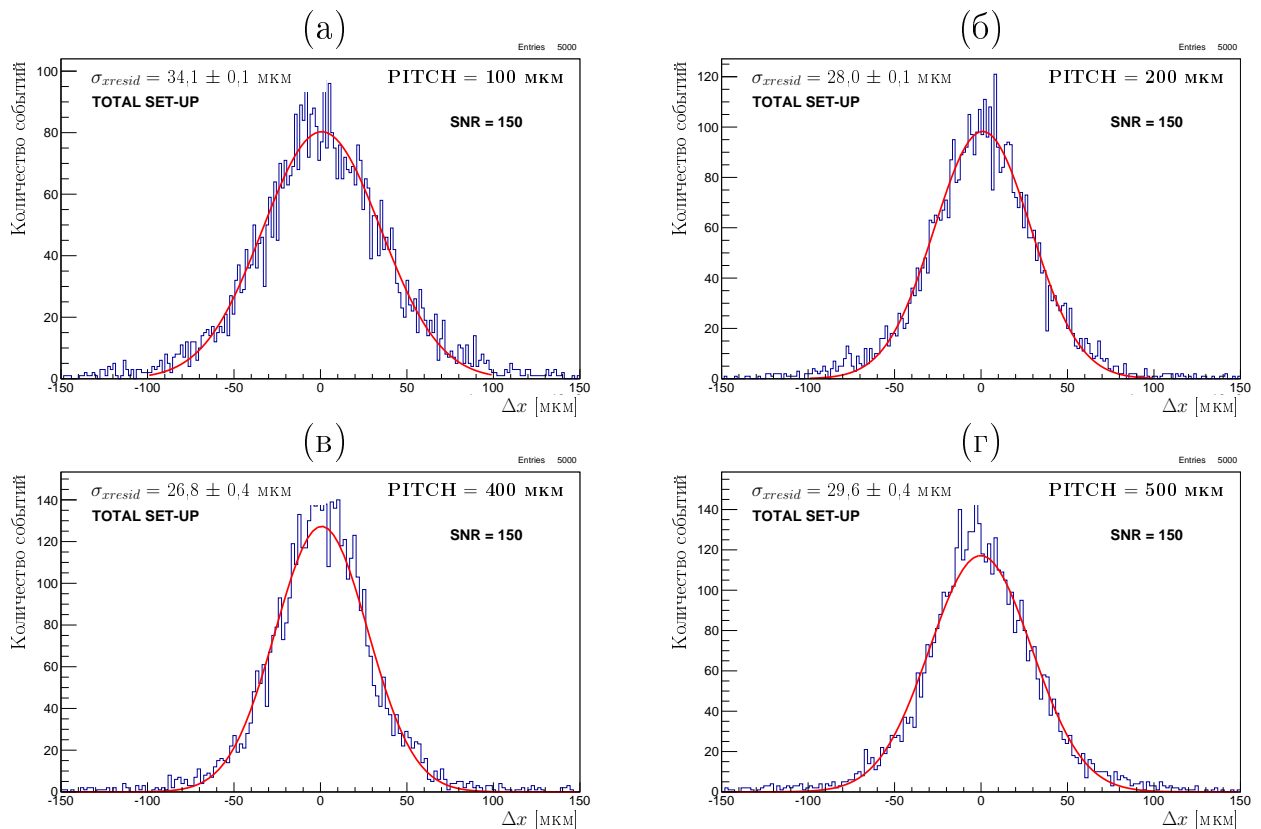


Рисунок 58 — Результаты моделирования детектора в составе трековой системе. Распределения событий по координатной разности, полученные для различных значений шага полосок при фиксированном $SNR = 150$. Шаг полосок равен: (а) 100 мкм; (б) 200 мкм; (в) 400 мкм; (г) 500 мкм

4.7.2 Параметрическое моделирование

Основная идея параметрического моделирования заключается в том, чтобы описать процесс регистрации частиц с применением знания общих закономерностей возникающих при этом явлений. Конкретные значения параметров модели подбираются так, чтобы воспроизвести наблюдаемые в эксперименте распределения. Параметрическое моделирование является дополнительной проверкой результатов, полученных при моделировании в программе GEANT4.

Вначале был выполнен анализ экспериментальных данных, набранных в феврале 2020 года на Тестовом пучке электронов. Данный эксперимент ставился для изучения характеристик детектора TBF1, где в качестве трековых детекторов применялись детекторы DEUTERON3 и DEUTERON4.

Были построены распределения событий по количеству сработавших полосок, по восстановленной координате и по сигналу на прямых полосках. Также

была построена корреляция между количеством сработавших полосок и сигналом на прямых полосках.

Затем была сформулирована модель явления, параметры которой подбирались так, чтобы воспроизвести экспериментальные распределения.

Далее построенная модель была применена для расчёта пространственного разрешения детекторов DEUTERON4 и TBF1.

Также было проведено моделирование работы детектора на основе ГЭУ в составе трековой системы.

Моделирование отдельного детектора

В моделировании изучались детекторы двух типов:

1. Детекторы для установки ДЕЙТРОН;
2. Детекторы для Тестового пучка.

Для каждого типа детектора была построена модель с отдельными значениями параметров. В эксперименте применялись детекторы DEUTERON3, DEUTERON4, TBF1. Для выбора параметров модели применялись экспериментальные данные с детекторов DEUTERON4 и TBF1.

Принципы построения модели В моделировании предполагается, что первичная частица летит перпендикулярно плоскости детектора, при этом на считывающей структуре регистрируется зарядовый кластер. Форма этого кластера является гауссовской. Центр кластера совпадает с истинной координатой (x_{true}) первичной частицы. Стандартное отклонение формы гауссовского кластера будем называть шириной этого кластера ($cluster\ width$).

Считывающая структура в моделировании представляет собой последовательность полосок. Координата измеряется в каналах (ch). Ширина полоски равна одному каналу. Каждая вторая полоска является сигнальной. Шаг сигнальных полосок ($strip\ pitch$) равен двум каналам. Нумерация полосок начинается с единицы. Координата начала первой полоски равна нулю.

Отношение ширины регистрируемого кластера к шагу полосок считывающей структуры будем называть Width-to-Pitch Ratio (WPR):

$$\text{WPR} = \frac{\text{cluster width}}{\text{strip pitch}}. \quad (4.91)$$

Каждый кластер в моделировании нормирован на единицу. Сигнал кластера на полоске равен площади под графиком, описывающим форму кластера. Восстановленная координата кластера (x_{cog}) вычисляется методом центра тяжести. Пример кластера представлен на рисунке 59.

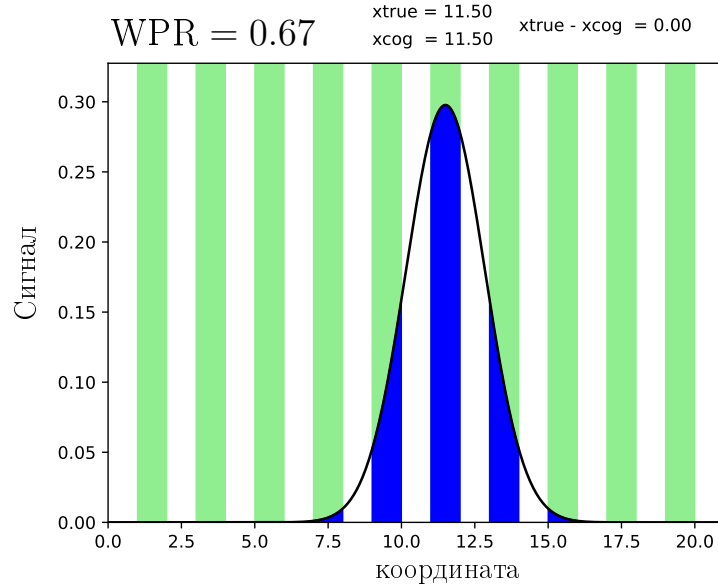


Рисунок 59 — Пример кластера, центр которого находится в середине сигнальной полоски

Если кластер регистрируется в центральной области считывающей структуры, размер которой много больше ширины кластера, а также если отсутствует порог регистрации и отсутствуют шумы, то восстановленная координата кластера будет совпадать с его истинной координатой.

В параметрическом моделировании также вводятся шумы электроники, однако определение SNR отличается от случая моделирования в программе GEANT4. Отличие состоит в определении сигнала, в то время как определение шума (σ_{Noise}) остаётся прежним. Для каждого события на считывающей структуре формируется распределение сигнала по полоскам, при этом существует полоска, сигнал на которой максимален. Такую полоску с максимальным сигналом назовём максимальной полоской. В параметрическом моделировании SNR определяется как отношение сигнала на максимальной полоске (SIG_{max}) к величине σ_{Noise} :

$$\text{SNR} = \frac{SIG_{\text{max}}}{\sigma_{\text{Noise}}}. \quad (4.92)$$

Отличия в определении SNR не сказываются на согласованности двух типов моделирования между собой, так как в каждом случае учёт шумов сводится к добавлению на каждую полосу случайной гауссовской величины, стандартное отклонение которой рассчитано в рамках действующего определения сигнала. При моделировании в программе GEANT4 величина SNR была выбрана из оценки количества электронов ионизации в детекторе и оценки шумов электроники. В параметрическом моделировании величина SNR подбирается так, чтобы воспроизвести экспериментальные данные, находясь при этом в рамках физических оценок для сигнала и шума. Величина SNR при моделировании в программе GEANT4 приблизительно в 5 – 6 раз выше по сравнению с величиной SNR в параметрическом моделировании.

Дифференциальная нелинейность метода центра тяжести Применение метода центра тяжести для восстановления координаты зарядовых кластеров определяется тем, что этот метод является наиболее простым и надёжным [72]. В то же время, метод центра тяжести обладает особенностью, приводящей к искажению восстановленной координаты. Данная особенность может проявляться, когда существует порог регистрации сигнала.

Установим порог равным $5 \cdot \sigma_{Noise}$, где σ_{Noise} рассчитывается по значению $SNR = 100$. При этом сами шумы добавлять не будем. Примеры таких кластеров и результаты восстановления их координаты представлены на рисунке 60. Наличие порога приводит к искажению восстановленной координаты кластера. Данное явление называется дифференциальной нелинейностью метода центра тяжести.

Заметим, что существуют отдельные частные случаи, где даже порог регистрации не может исказить восстановленную координату. Этот вариант реализуется, когда центр кластера находится в середине полосы, причём эта полоска может быть как сигнальной, так и пустой. Примеры таких кластеров представлены на рисунке 61. Причина отсутствия искажений восстановленной координаты кластеров, изображённых на рисунке 61, состоит в симметричной форме этих кластеров.

Дифференциальная нелинейность искажает восстановленную координату и поэтому даёт вклад в пространственное разрешение детектора. Наличие дифференциальной нелинейности можно определить из анализа формы распределения событий по восстановленной координате. При наличии дифференциальной

нелинейности распределение событий по восстановленной координате имеет пики в центре или на краях сигнальных полосок в зависимости от типа детектора и в зависимости от режима его работы.

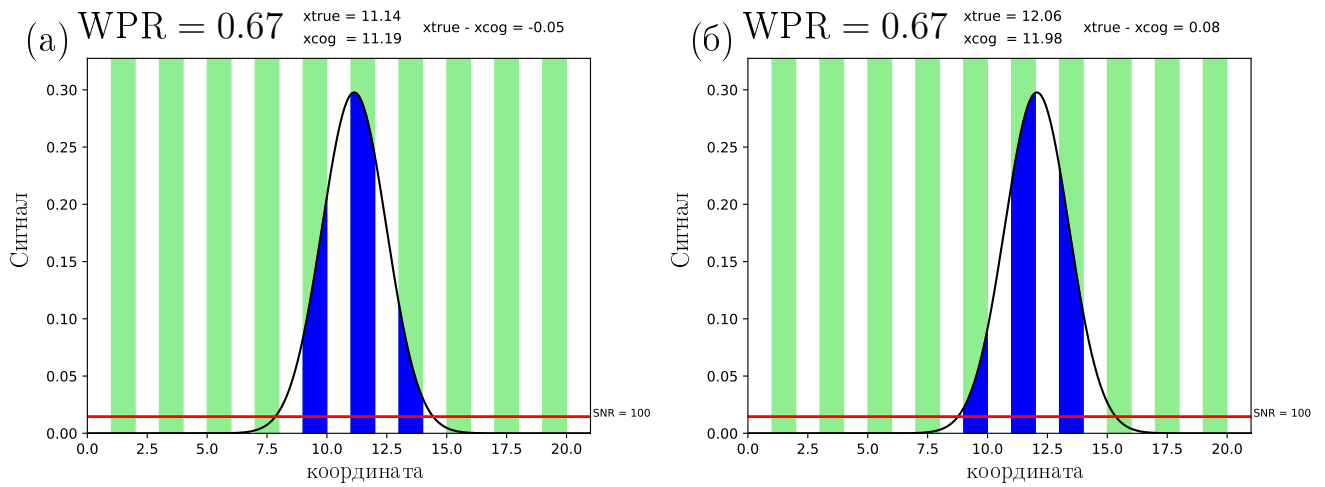


Рисунок 60 — Примеры кластеров, где установлен порог регистрации сигнала для разных значений истинной координаты центра кластера:

(а) $x_{true} = 11,14$ [ch]; (б) $x_{true} = 12,06$ [ch]

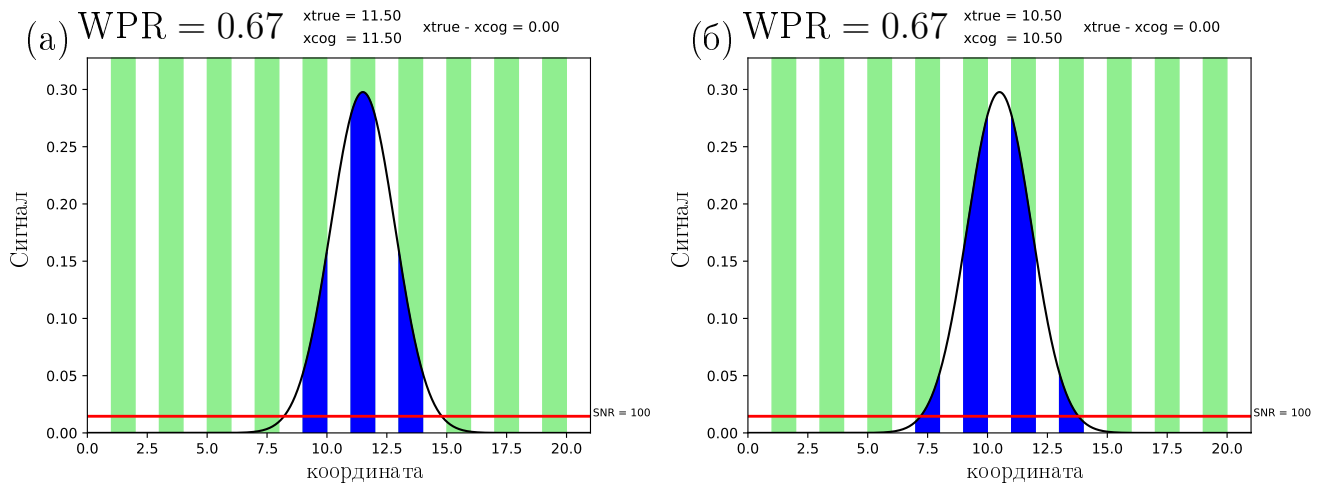


Рисунок 61 — Примеры зарядовых кластеров с порогом, когда центр кластера находится: (а) в середине сигнальной полоски; (б) в середине пустой полоски

Введём количественную меру дифференциальной нелинейности на основе распределения кластеров по восстановленной координате. Данное распределение представляется в виде гистограммы. Ненулевые значения гистограммы (количество событий k_i в бине) заполняются в массив. Далее ведётся работа с полученным массивом. Вычисляется среднее значение элементов массива:

$$\bar{k} = \frac{\sum_{i \in W} k_i}{N}. \quad (4.93)$$

В формуле (4.93) W – множество элементов массива; N – количество элементов массива (количество бинов гистограммы с ненулевыми значениями).

Далее вычисляется стандартное отклонение элементов массива:

$$\sigma_k = \sqrt{\frac{\sum_{i \in W} (k_i - \bar{k})^2}{N - 1}}. \quad (4.94)$$

Определим дифференциальную нелинейность следующим образом:

$$\text{diff. nonlin.} = \frac{\sigma_k}{\bar{k}}. \quad (4.95)$$

Дифференциальную нелинейность будем выражать в процентах.

Для точного расчёта дифференциальной нелинейности по формуле (4.95) требуется достаточно высокая плотность событий в гистограмме восстановленной координаты, чтобы минимизировать статистические флуктуации.

Заметим, что добавление шумов считывающей электроники также вносит искажения в измеряемую координату кластера, однако шумы не относятся к эффекту дифференциальной нелинейности метода центра тяжести.

Экспериментальные данные для построения модели Экспериментальные данные с детекторов DEUTERON4 и TBF1 представлены на рисунках 62 и 63 соответственно. Распределения событий по количеству сработавших полосок и по сигналу кластера были нормированы на единицу. В спектре сработавших полосок указана доля кластеров с заданным количеством полосок.

Функция распределения Ландау в программе ROOT задаётся двумя параметрами. Первый параметр – это наиболее вероятное значение, которое также называется Most Probable Value (MPV). Второй параметр – это характерная ширина, которую будем называть sigma. Математическое определение данных параметров можно найти в работе [73].

В спектре сигнала на рисунках 62 и 63 представлено отношение σ/MPV для функции распределения Ландау, которая аппроксимировала этот спектр. Также на сигнальном спектре приведено отношение MPV к порогу: MPV/thres . Под порогом понимается наименьшее значение горизонтальной оси спектра сигнала, где зафиксирован ненулевой сигнал.

Система координат детектора в эксперименте устроена так же, как и в моделировании. Координата кластера в эксперименте изначально измеряется в каналах (channel, ch). Ширина канала равна половине шага полосок считывающей структуры. Шаг полосок считывающей структуры указан в таблице 14.

Таблица 14 — Шаг сигнальных полосок для детекторов разных типов.

Тип детектора	Шаг сигнальных полосок
DEUTERON	500 мкм
TBF	250 мкм

Если известна координата кластера x в единицах измерения [канал], то координату этого же кластера в единицах измерения [мкм] можно рассчитать, применяя следующую формулу:

$$x_{[\text{мкм}]} = K_{coord} \left[\frac{\text{мкм}}{\text{канал}} \right] \cdot x_{[\text{канал}]}. \quad (4.96)$$

В формуле (4.96) K_{coord} — это коэффициент пересчёта, значения которого представлены в таблице 15.

Таблица 15 — Коэффициент K_{coord} для пересчёта координаты из единиц измерения [канал] в единицы измерения [мкм] для детекторов разных типов.

Тип детектора	K_{coord}
DEUTERON	250 мкм/канал
TBF	125 мкм/канал

Каналы, соответствующие сигнальным полоскам, будем обозначать вертикальными цветовыми полосами на гистограммах с распределением событий

по восстановленной координате. Такие обозначения сигнальных полосок позволяют выполнять прямое сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными. Также на распределениях событий по восстановленной координате будем указывать значение дифференциальной нелинейности, рассчитанное по формуле (4.95).

Выполним анализ рисунков 62 и 63. Большинство кластеров, зарегистрированных детектором TBF1, содержит четыре сработавших полоски, а не две полоски, как в случае детектора DEUTERON4. Это объясняется тем, что шаг полосок считывающей структуры детектора TBF1 в два раза меньше шага полосок детектора DEUTERON4, при этом характерная ширина регистрируемого электронного облака в двух случаях сопоставима. Средний сигнал с детектора TBF1 приблизительно в два раза больше сигнала с детектора DEUTERON4.

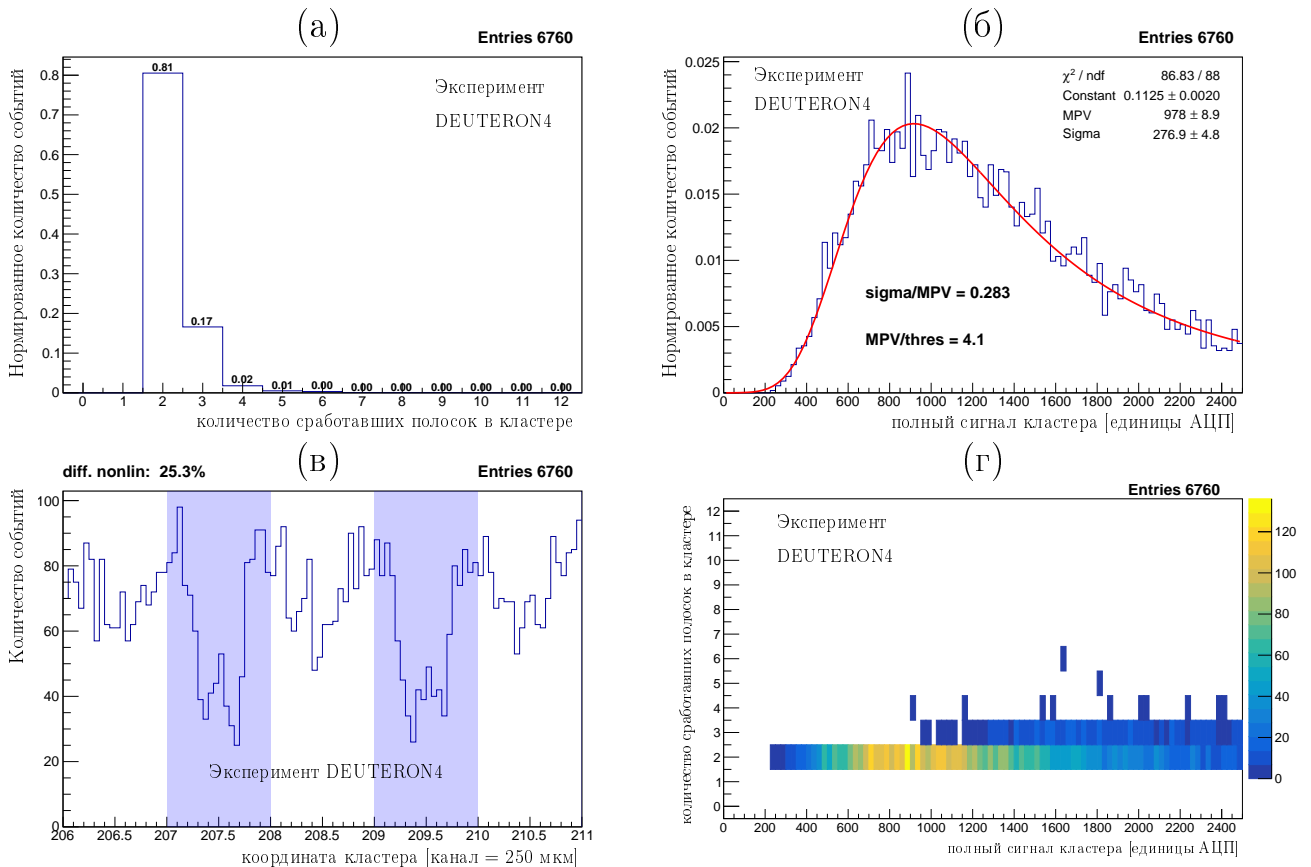


Рисунок 62 — Экспериментальные данные с детектора DEUTERON4: (а) спектр сработавших полосок; (б) спектр сигнала; (в) распределение событий по восстановленной координате; (г) корреляция между количеством сработавших полосок и полным сигналом кластера

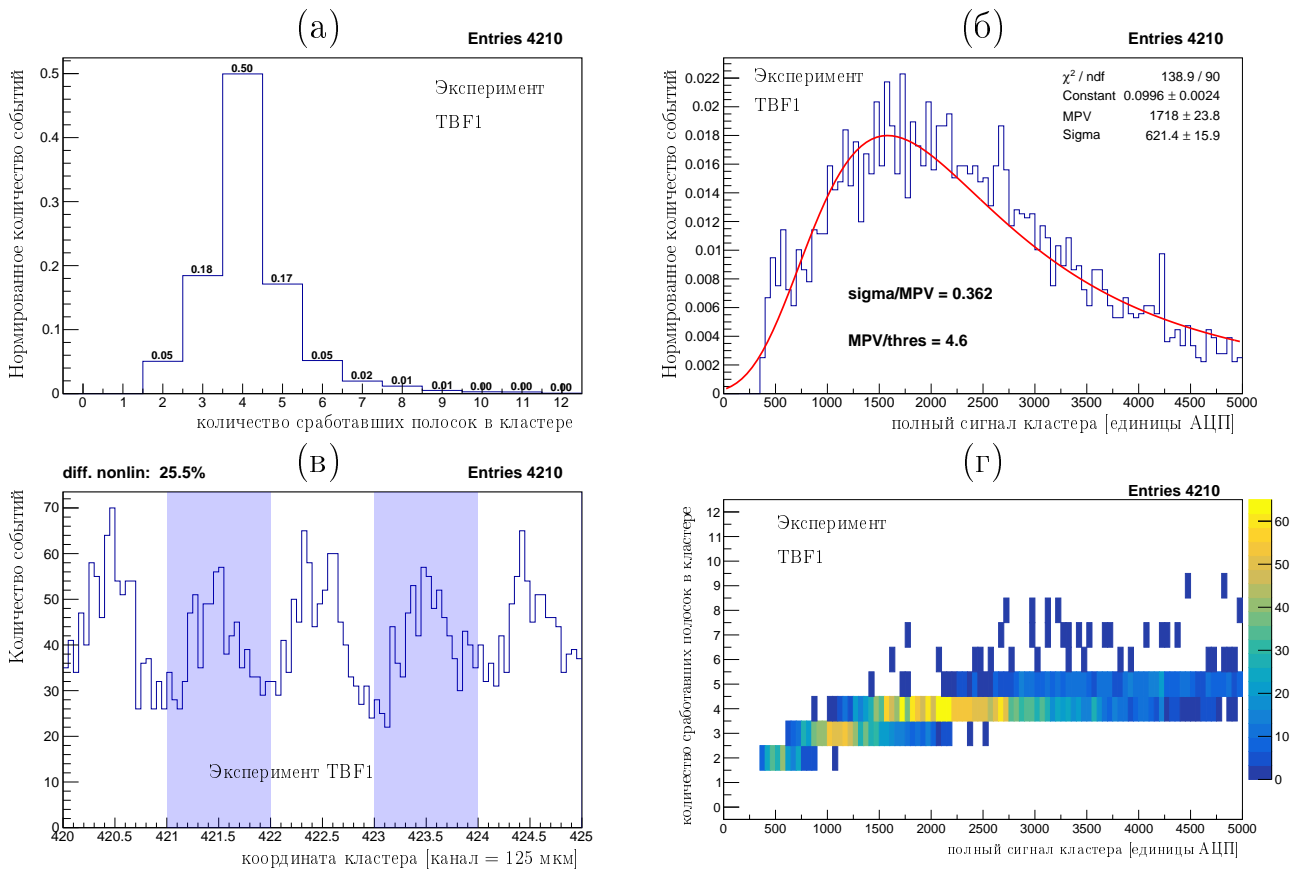


Рисунок 63 — Экспериментальные данные с детектора TBF1: (а) спектр сработавших полосок; (б) спектр сигнала; (в) распределение событий по восстановленной координате; (г) корреляция между количеством сработавших полосок и полным сигналом кластера

Распределение событий по восстановленной координате демонстрирует наличие дифференциальной нелинейности метода центра тяжести, при этом форма этого распределения для разных детекторов заметно отличается. В случае детектора DEUTERON4 восстановленная координата тяготеет к краям полосок, а для детектора TBF1 — к центру полосок. Такой характер распределения является следствием того, что основной вклад в дифференциальную нелинейность вносят кластеры с разным количеством сработавших полосок: для детектора DEUTERON4 — это кластеры с двумя полосками, а в случае детектора TBF1 наибольший вклад в картину дифференциальной нелинейности вносят кластеры с тремя сработавшими полосками.

Параметры модели Выбор параметров модели основан на знании характеристик детекторов и на экспериментальных данных.

Выполним оценку отношения ширины регистрируемого кластера к шагу полосок. Для этого вначале приведём таблицу 16, где указана толщина газовых промежутков.

Таблица 16 — Толщина газовых промежутков для детекторов разных типов. Толщина выражена в миллиметрах.

Название промежутка	DEUTERON	TBF
Дрейфовый	3,0	4,5
Первый транспортный	1,5	1,0
Второй транспортный	1,5	1,0
Индукционный	2,0	2,0

Ширина регистрируемого кластера зависит от коэффициента поперечной диффузии электронов в рабочем газе, а также от перемещения электронов ионизации до считывающей структуры. Наибольший сигнал обеспечивается ионизацией, произведённой в дрейфовом промежутке детектора, поэтому перемещение электронов ионизации оценим как расстояние от середины дрейфового промежутка до считывающей структуры. Из таблицы 16 следует, что среднее перемещение электронов ионизации составляет:

$$\Delta z \approx 6,5 \text{ мм} = 0,65 \text{ см}. \quad (4.97)$$

Зависимость ширины электронного кластера от коэффициента диффузии определяется следующей формулой:

$$\text{cluster width} = \sigma_{\text{Diffusion}} \cdot \sqrt{\Delta z}. \quad (4.98)$$

Средний коэффициент эффективной поперечной диффузии электронов был рассчитан в главе 3 настоящей работы:

$$\sigma_{\text{Diffusion}} = 300 \frac{\text{МКМ}}{\sqrt{\text{СМ}}}. \quad (4.99)$$

Из формул (4.91), (4.98), (4.99) и таблицы 14 следуют оценка WPR, которая приведена в таблице 17.

Таблица 17 — Приближённая оценка WPR для детекторов разных типов.

Детектор	WPR
DEUTERON	0,5
TBF	1,0

Распределения кластеров по количеству сработавших полосок, представленные на рисунках 62 и 63, достаточно узкие. С другой стороны, в этих распределениях встречаются события, где сработало большое количество полосок: например, более восьми полосок. Соответственно, значения WPR в моделировании выбирались из распределения Ландау: параметры MPV и σ этого распределения подбирались так, чтобы в моделировании воспроизводились экспериментальные распределения. Наилучшее согласие между моделированием и экспериментом было обнаружено для параметров моделирования, представленных в таблице 18.

Таблица 18 — Параметры распределения Ландау при моделировании величины WPR для детекторов разных типов.

Детектор	MPV(WPR)	σ (WPR)
DEUTERON	0,44	0,001
TBF	1,00	0,01

Из рисунков 62 и 63 следует существование корреляции между количеством сработавших полосок в кластере и полным сигналом этого кластера. Также можно заметить, что распределение Ландау описывает сигнал для событий с фиксированным количеством сработавших полосок. Соответственно, в параметрическом моделировании для каждого события значение SNR было взято из распределения Ландау, параметр σ которого представлен в таблице 19. Параметр MPV этого распределения зависел от конкретного значения WPR по следующей формуле:

$$\text{MPV}(\text{SNR}) = 40 \cdot (1 - \exp(-\eta \cdot \text{WPR})). \quad (4.100)$$

Величина η в формуле (4.100) отличалась для детекторов разных типов и принимала значения, приведённые в таблице 19.

Таблица 19 — Параметры распределения Ландау при моделирования величины SNR для детекторов разных типов.

Детектор	Значение η в формуле (4.100)	$\sigma(\text{SNR})$
DEUTERON	2	7
TBF	1	7

В параметрическом моделировании был установлен порог регистрации сигнала, указанный в таблице 20. При подборе параметров моделирования было обнаружено, что порог регистрации сигнала существенно влияет на картину дифференциальной нелинейности, проявляемую в распределении событий по восстановленной координате.

Таблица 20 — Порог регистрации сигнала для детекторов разных типов.

Детектор	Порог регистрации сигнала
DEUTERON	$3 \cdot \sigma_{\text{Noise}}$
TBF	$6 \cdot \sigma_{\text{Noise}}$

Примеры распределения событий по величине WPR и графики, определяемые формулой (4.100), для детекторов разных типов представлены на рисунках 64 и 65.

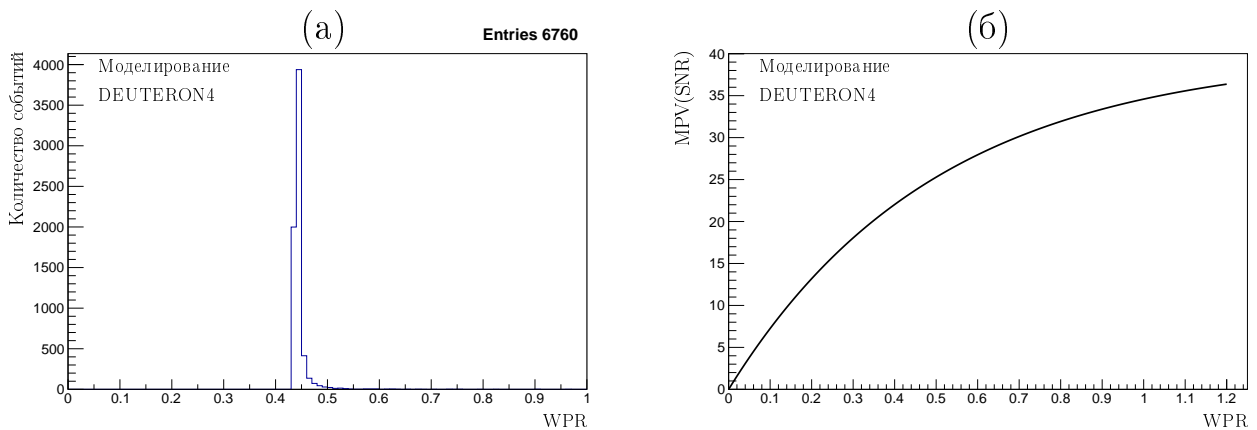


Рисунок 64 — Пример моделирования для детектора DEUTERON4: (а) распределение событий по WPR; (б) наиболее вероятное значение распределения Ландау, применяемое при выборе SNR для конкретного события, в зависимости от WPR

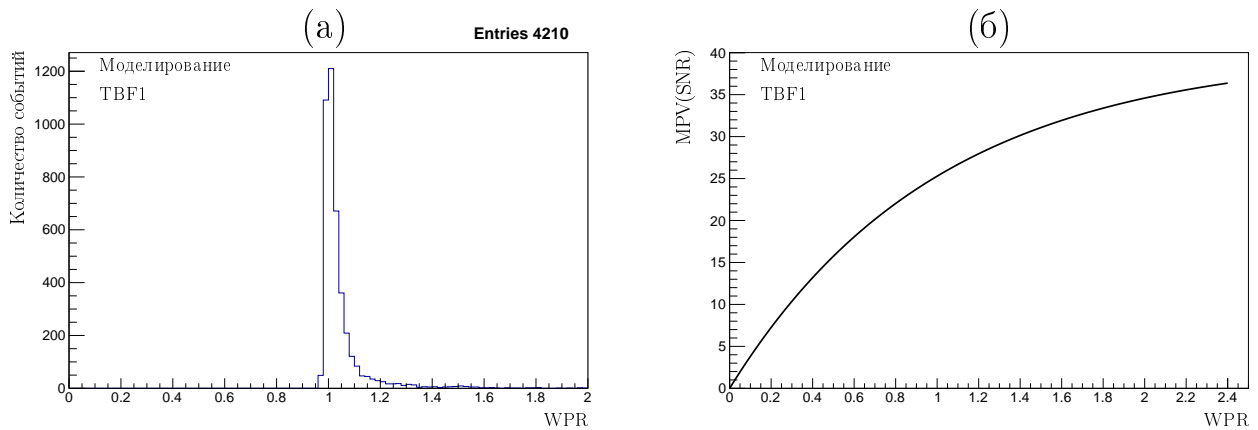


Рисунок 65 — Пример моделирования для детектора TBF1: (а) распределение событий по WPR; (б) наиболее вероятное значение распределения Ландау, применяемое при выборе SNR для конкретного события, в зависимости от WPR

На вход моделирования для каждого события были поданы следующие параметры:

- истинная координата кластера (x_{true});
- отношение ширины кластера к шагу полосок (WPR);
- отношение сигнала к шуму (SNR).

На выходе моделирования извлекались наблюдаемые параметры:

- количество сработавших полосок в кластере (n_{strips});
- полный сигнал кластера ($totsig$);
- восстановленная координата кластера (x_{cog}).

Истинная координата трека частицы, выбиралась из равномерного распределения в области центра считывающей структуры.

Выполнялся анализ событий, восстановленная координата (x_{cog}) которых находилась в области центра считывающей структуры до тех пор, пока в исследуемой области не набиралось заданное количество событий.

Сравнение моделирования с экспериментом для проверки модели

После составления модели было запущено моделирование, количество событий в котором было установлено равным количеству событий в эксперименте для максимально точного сравнения. Результаты такого сравнения представлены на рисунках 66 – 73, из которых следует, что параметрическое моделирование достаточно корректно воспроизводит экспериментальные данные.

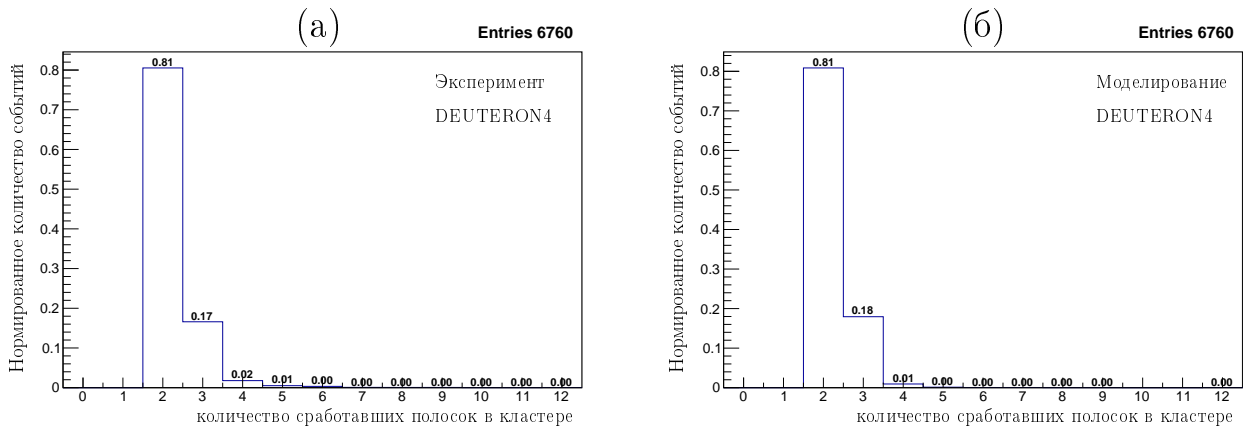


Рисунок 66 — Спектр сработавших полосок для детектора DEUTERON4: (а) в эксперименте; (б) в моделировании

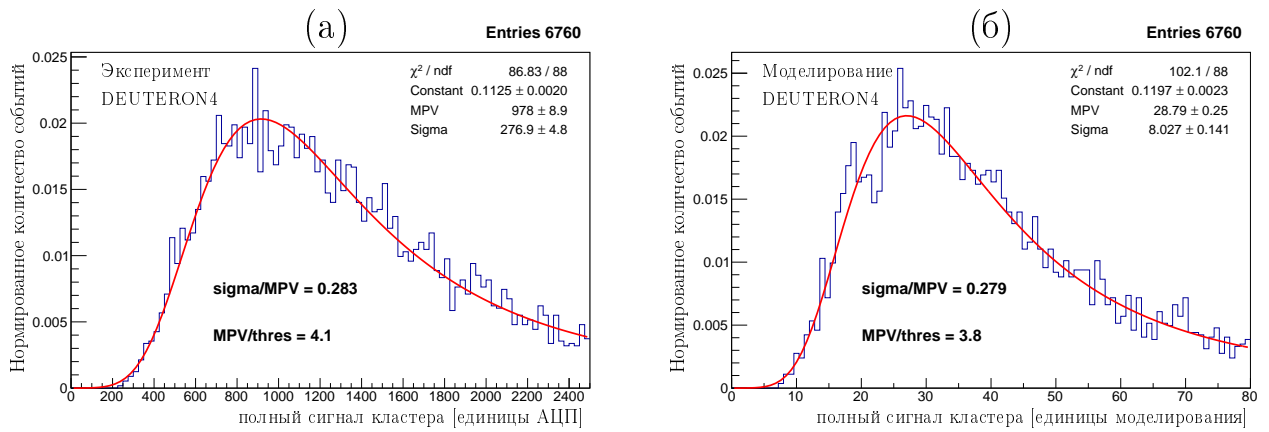


Рисунок 67 — Спектр сигнала с детектора DEUTERON4: (а) в эксперименте; (б) в моделировании

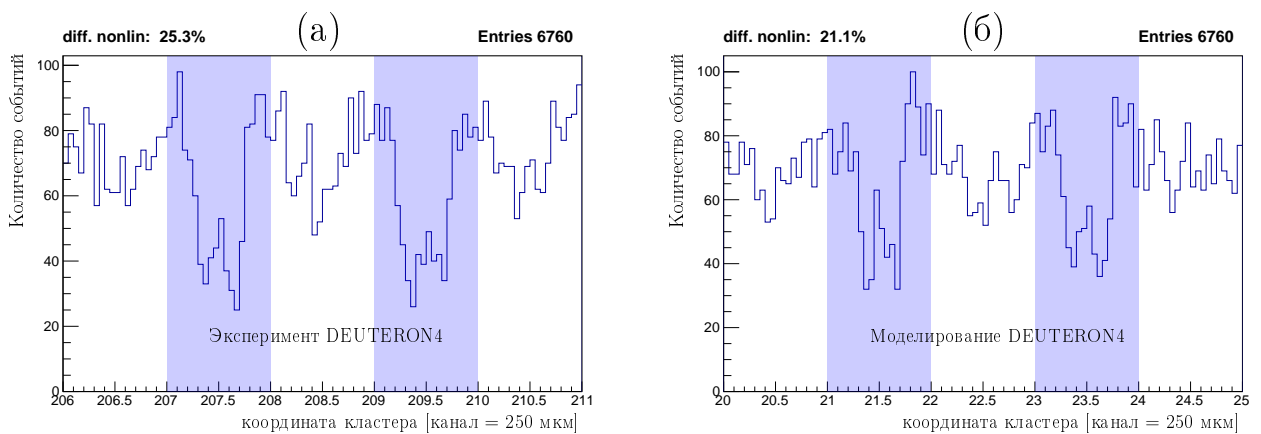


Рисунок 68 — Распределение событий по восстановленной координате кластера для детектора DEUTERON4: (а) в эксперименте; (б) в моделировании

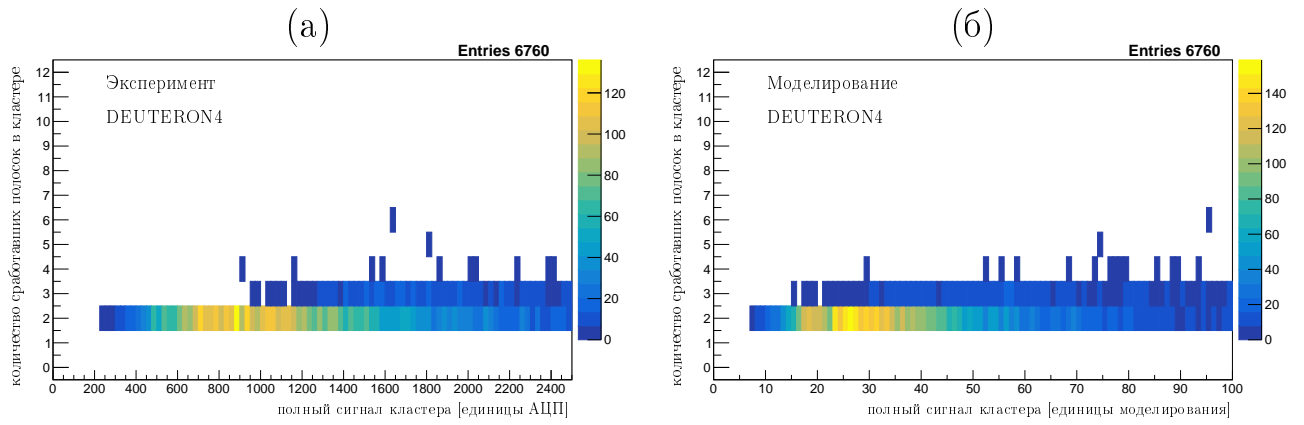


Рисунок 69 — Корреляция между количеством сработавших полосок и полным сигналом кластера для детектора DEUTERON4: (а) в эксперименте; (б) в моделировании

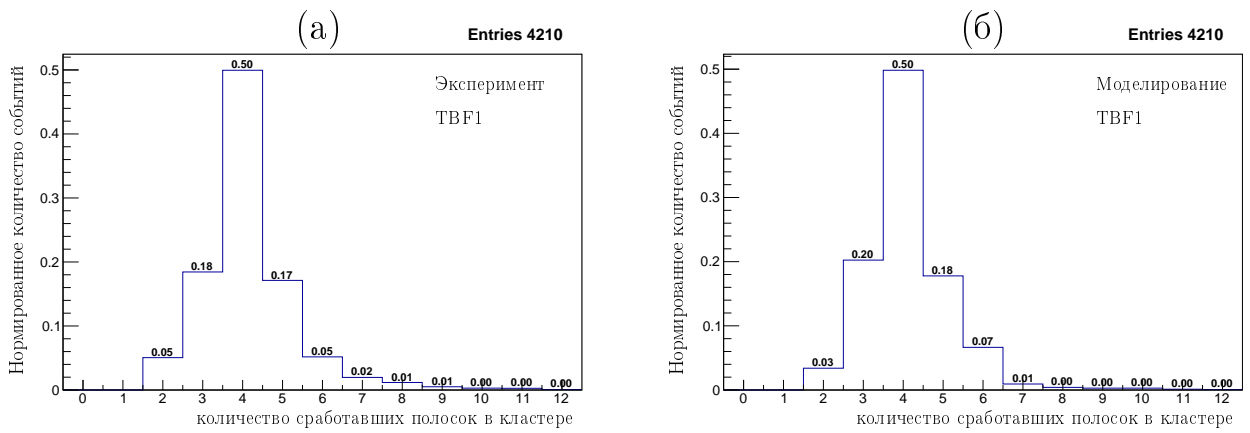


Рисунок 70 — Спектр сработавших полосок для детектора TBF1: (а) в эксперименте; (б) в моделировании

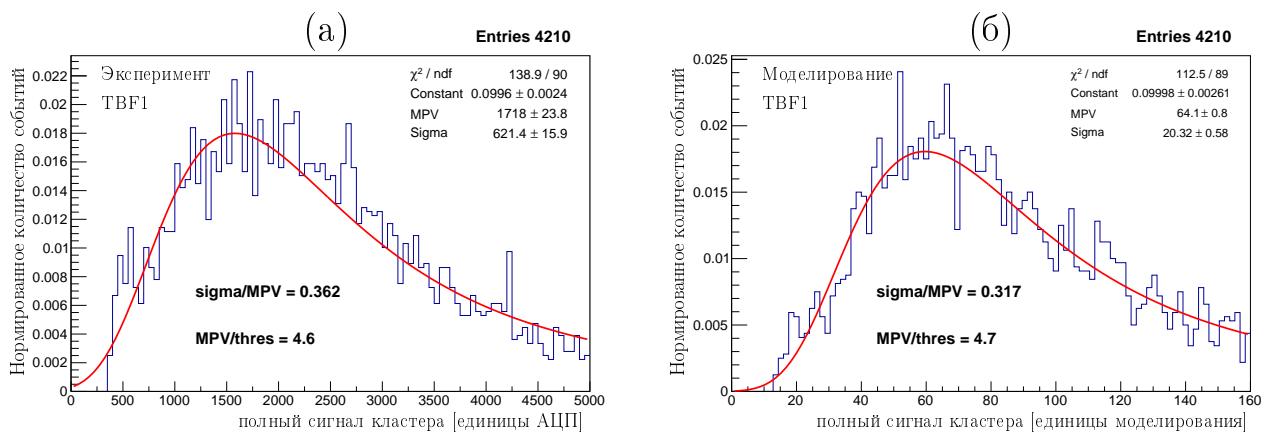


Рисунок 71 — Спектр сигнала для детектора TBF1: (а) в эксперименте; (б) в моделировании

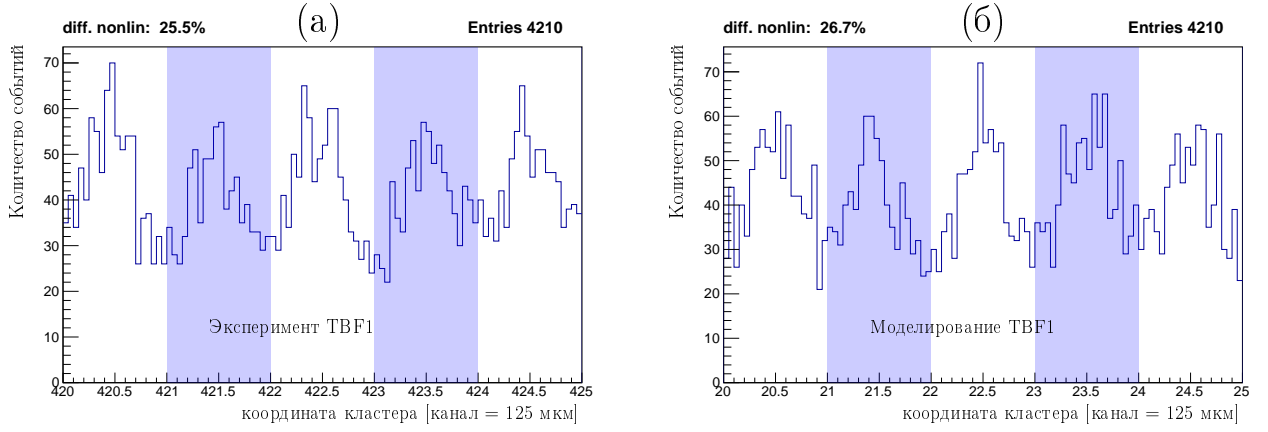


Рисунок 72 — Распределение событий по восстановленной координате для детектора TBF1: (а) в эксперименте; (б) в моделировании

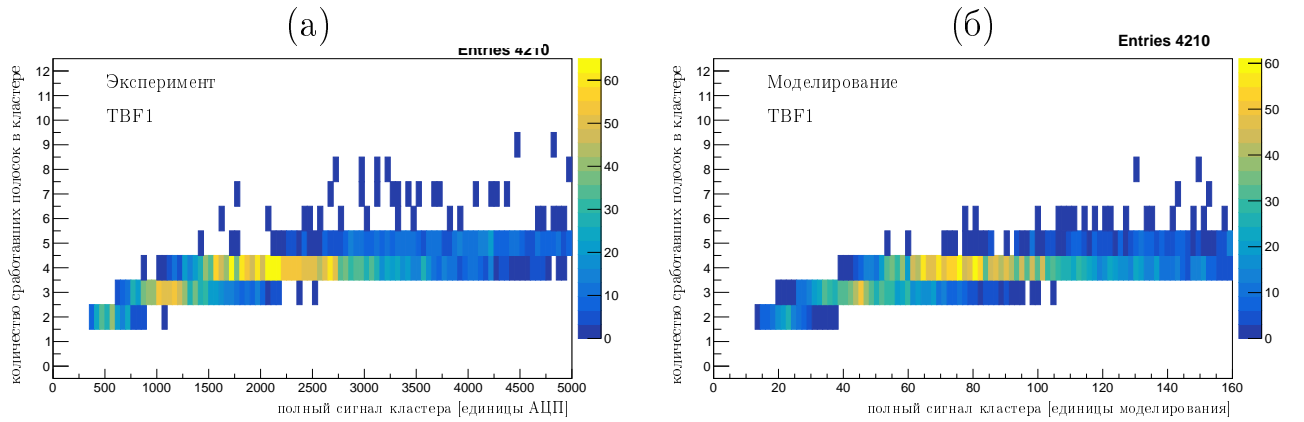


Рисунок 73 — Корреляция между количеством сработавших полосок и полным сигналом кластера для детектора TBF1: (а) в эксперименте; (б) в моделировании

Корректировка дифференциальной нелинейности в моделировании

Предположим, что для каждого события нам была бы известна координатная разность x_{resid} :

$$x_{resid} = x_{true} - x_{cog}. \quad (4.101)$$

Тогда, измерив координату кластера x_{cog} и прибавив к ней координатную разность x_{resid} , мы бы получили истинную координату x_{true} :

$$x_{cog} + x_{resid} = x_{cog} + (x_{true} - x_{cog}) = x_{true}. \quad (4.102)$$

В эксперименте координатная разность, понимаемая в строгом смысле равенства (4.101), неизвестна, так как неизвестна истинная координата кластера x_{true} . Однако метод корректировки восстановленной координаты кластера

x_{cog} существует. Данный метод заключается в нахождении поправочной функции δx , прибавление которой к восстановленной координате x_{cog} обеспечивало бы приближение этой восстановленной координаты x_{cog} к истинному значению x_{true} :

$$x_{cog} + \delta x \approx x_{true}. \quad (4.103)$$

Результатом работы метода является скорректированная координата кластера $x_{cog}^{corrected}$:

$$x_{cog}^{corrected} = x_{cog} + \delta x. \quad (4.104)$$

Для нахождения поправочной функции δx выполняется моделирование работы детектора. В этом моделировании строится корреляция между величинами x_{cog} и x_{resid} . Закономерности в поведении этой корреляции позволяют построить поправочную функцию δx . Достоверность моделирования проверяется по согласованию распределений наблюдаемых в эксперименте величин с результатами моделирования. Проверка эффективности метода в конце проверяется на экспериментальных данных.

Восстановленная координата кластера x_{cog} зависит только от функционирования конкретного детектора, измеряющего эту координату кластера x_{cog} , и не зависит от показаний других детекторов в экспериментальной схеме. Основное влияние на искажение восстановленной координаты кластера x_{cog} оказывает эффект дифференциальной нелинейности метода центра тяжести. Для изучения этого влияния было проведено параметрическое моделирование без добавления шумов, в результате которого была построена корреляция между величинами x_{cog} и x_{resid} , представленная на рисунке 74.

Из рисунка 74 следует существование функциональной зависимости между восстановленной координатой кластера x_{cog} и координатной разностью x_{resid} .

Выполняя отбор событий по множеству признаков, было установлено, что разные виды линий на рисунке 74, соответствуют кластерам с разным количеством сработавших полосок. Таким образом, поправочная функция δx зависит от наблюдаемых в эксперименте величин, а именно: от восстановленной координаты кластера x_{cog} и от количества сработавших полосок в кластере $nstrips$:

$$\delta x = \delta x(x_{cog}, nstrips). \quad (4.105)$$

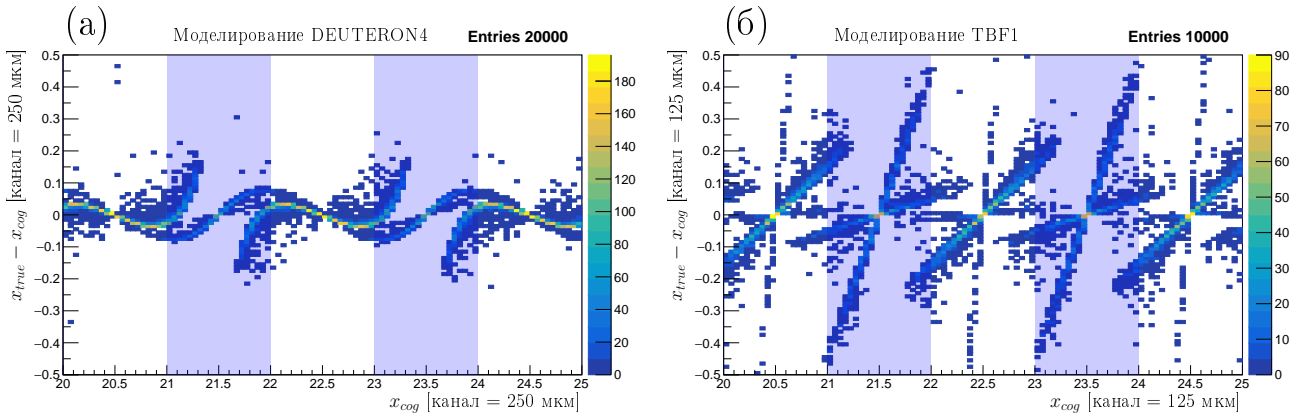


Рисунок 74 — Результаты моделирования. Корреляция между восстановленной координатой кластера и координатной разностью для детекторов двух типов: (а) DEUTERON4; (б) TBF1

Математическое описание обнаруженной функциональной зависимости между восстановленной координатой кластера x_{cog} и координатной разностью x_{resid} позволяет выполнить корректировку восстановленной координаты кластера x_{cog} , которая бы приводила к подавлению искажающего влияния эффекта дифференциальной нелинейности и, как следствие, к улучшению пространственного разрешения детектора.

Поправочная функция δx для детектора DEUTERON4 представлена на рисунке 75. В случае, когда в кластере сработало две полоски, поправочная функция была параметризована кубической параболой:

$$\delta x_{D4}(x_{cog}, 2 \text{ strips}) = 0,50 \cdot (x_{cog} - x_{center})^3 + 0,15 \cdot (x_{cog} - x_{center}). \quad (4.106)$$

В формуле (4.106) x_{center} — это координата центра пустой полоски, ближайшей к восстановленной координате кластера x_{cog} .

Для кластеров с тремя сработавшими полосками зависимость поправочной функции δx от восстановленной координаты кластера x_{cog} была описана гармоническим законом:

$$\delta x_{D4}(x_{cog}, 3 \text{ strips}) = 0,08 \cdot \cos(\pi \cdot x_{cog}). \quad (4.107)$$

В случае детектора TBF1 поправочная функция δx также зависит от количества сработавших полосок в кластере, что проиллюстрировано на рисунке 76. Если в кластере сработало чётное количество полосок, то наиболее вероятно, что координата этого кластера лежит на пустой полоске. Если же количество

сработавших в кластере полосок является нечётным, то координата этого кластера, главным образом, находится на сигнальной полоске.

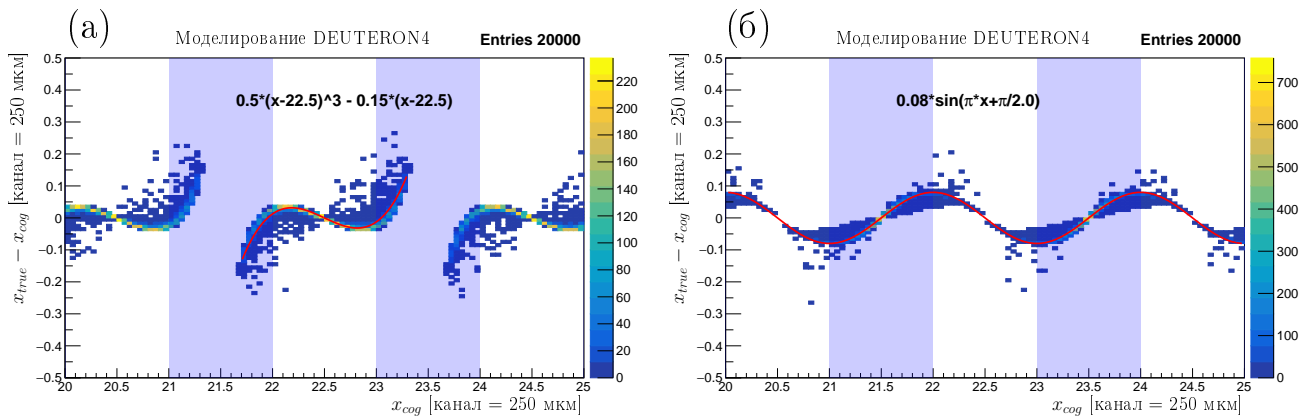


Рисунок 75 — Результаты моделирования. Корреляция между восстановленной координатой кластера и координатной разностью для детектора DEUTERON4 в случае, когда в кластере срабатывает: (а) две полоски; (б) три полоски

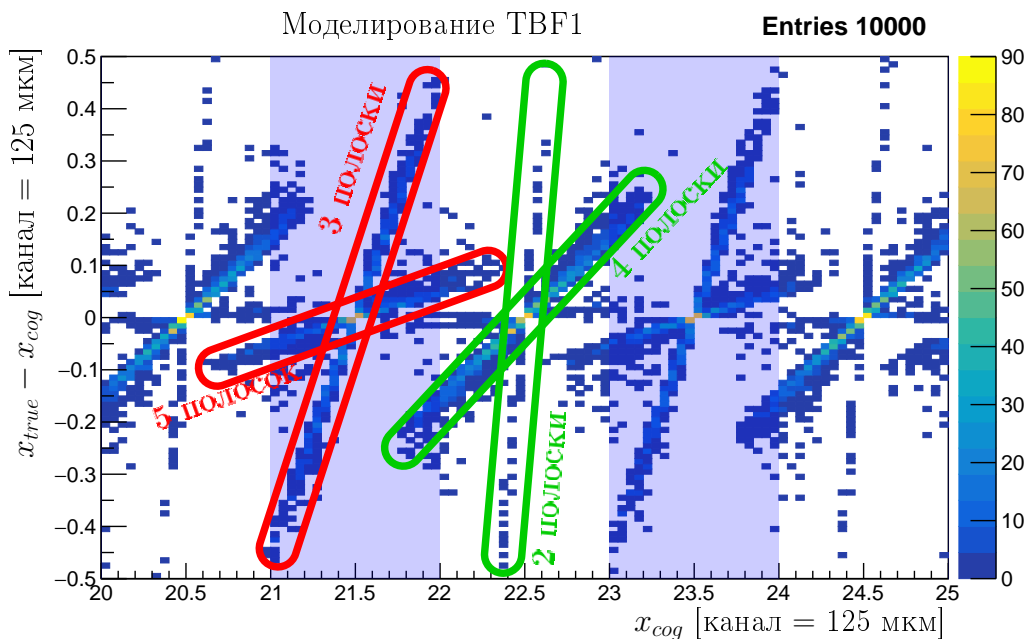


Рисунок 76 — Корреляция между восстановленной координатой кластеров и координатной разностью в моделировании для детектора TBV1

Для нахождения поправочной функции δx вначале требуется найти координату центра полоски, ближайшей к восстановленной координате x_{cog} с учётом чётности количества сработавших полосок в кластере. Далее необходимо построить линейную функцию с центром в середине этой полоски. Наклон поправочной функции, также зависящий от количества сработавших полосок, извлекается из рисунка 76.

Далее было построено моделирование с добавлением шумов считывающей электроники. Количество сгенерированных событий при этом было увеличено. В моделировании были получены координатные распределения и корреляции, а также значения пространственного разрешения детекторов до и после поправки дифференциальной нелинейности метода центра тяжести, как показано на рисунках 77 – 82.

Выполним анализ рисунков 77 – 82. Из распределения событий по восстановленной координате следует, что внесение поправки корректирует дифференциальную нелинейность метода центра тяжести. В случае детектора DEUTERON4 дифференциальная нелинейность корректируется не полностью из-за подавляющего вклада кластеров с двумя сработавшими полосками, которые обеспечивают наибольшую дифференциальную нелинейность.

Результаты улучшения пространственного разрешения детекторов за счёт корректировки дифференциальной нелинейности представлены в таблице 21.

Оценим возможность обнаружить улучшение пространственного разрешения за счёт корректировки дифференциальной нелинейности в эксперименте. Для этого перепишем формулу (4.68) следующим образом:

$$\sqrt{\sigma_{xMS}^2 + \frac{3}{2} \cdot \sigma_{detector}^2} = \sigma_{xresid}. \quad (4.108)$$

Установим значение σ_{xMS} , близкое к экспериментальному:

$$\sigma_{xMS} = 40 \text{ мкм}. \quad (4.109)$$

Значения σ_{xresid} , полученные для разных значений $\sigma_{detector}$, представлены в таблицах 22 и 23.

Ожидаемое улучшение величины σ_{xresid} представлено в таблицах 24 и 25.

В дальнейшем при обсуждении экспериментальных результатов будет продемонстрировано, что характерная статистическая погрешность величины σ_{xresid} в эксперименте находится на уровне 1 мкм. Тогда из таблиц 24 и 25 следует, что статистически значимое улучшение величины σ_{xresid} в эксперименте можно обнаружить только для детектора ТВФ1.

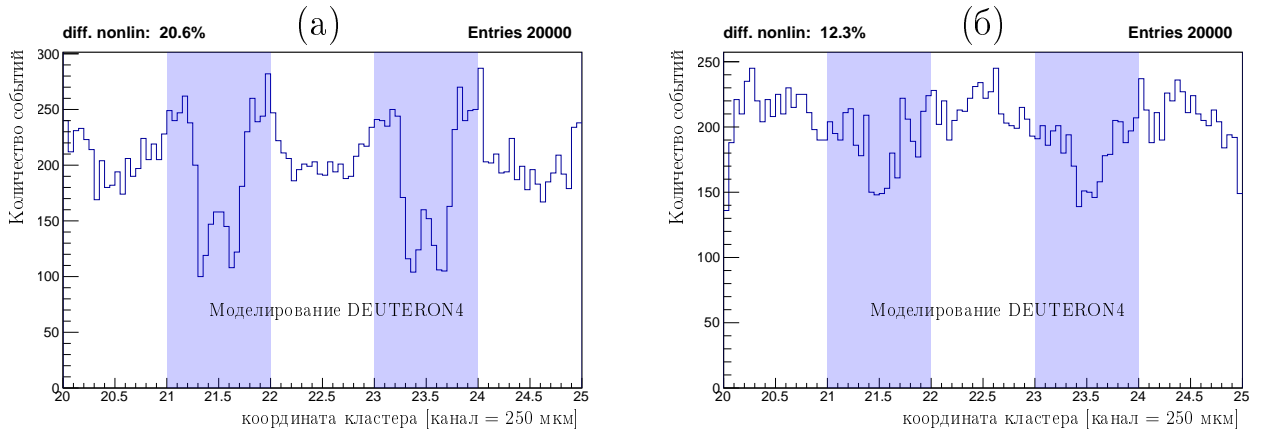


Рисунок 77 — Результаты моделирования для DEUTERON4. Распределение кластеров по восстановленной координате: (а) до поправки; (б) после поправки

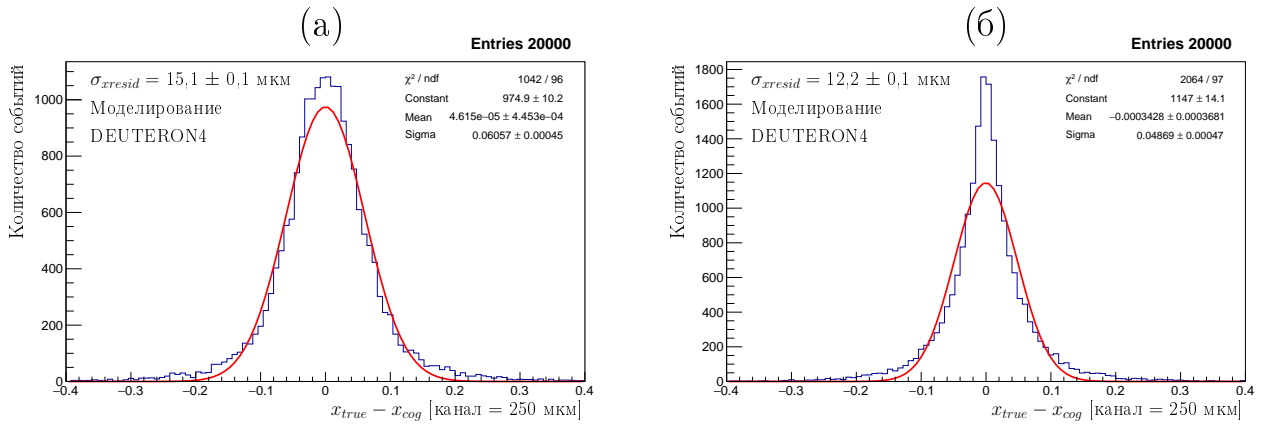


Рисунок 78 — Результаты моделирования для DEUTERON4. Распределение событий по координатной разности: (а) до поправки; (б) после поправки

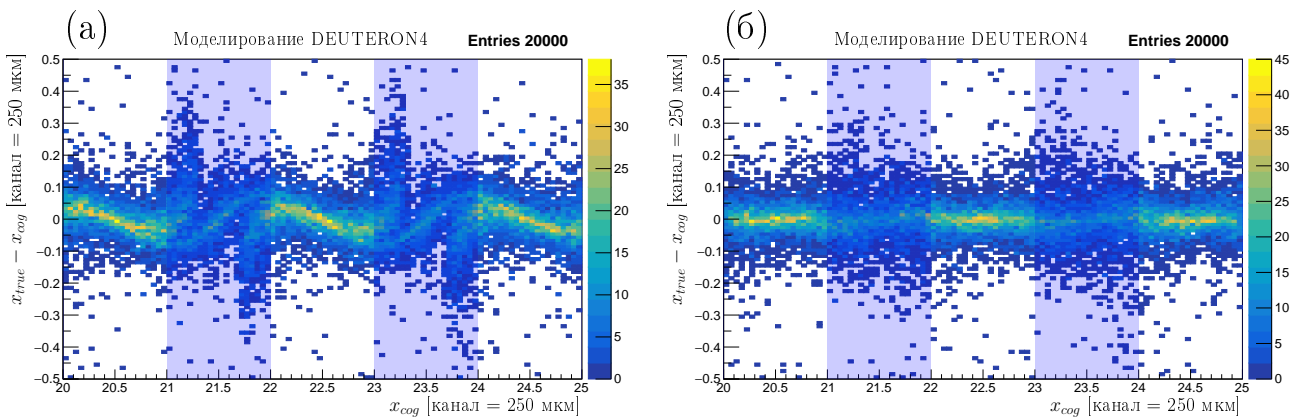


Рисунок 79 — Результаты моделирования для DEUTERON4. Корреляция между восстановленной координатой и координатной разностью: (а) до поправки; (б) после поправки

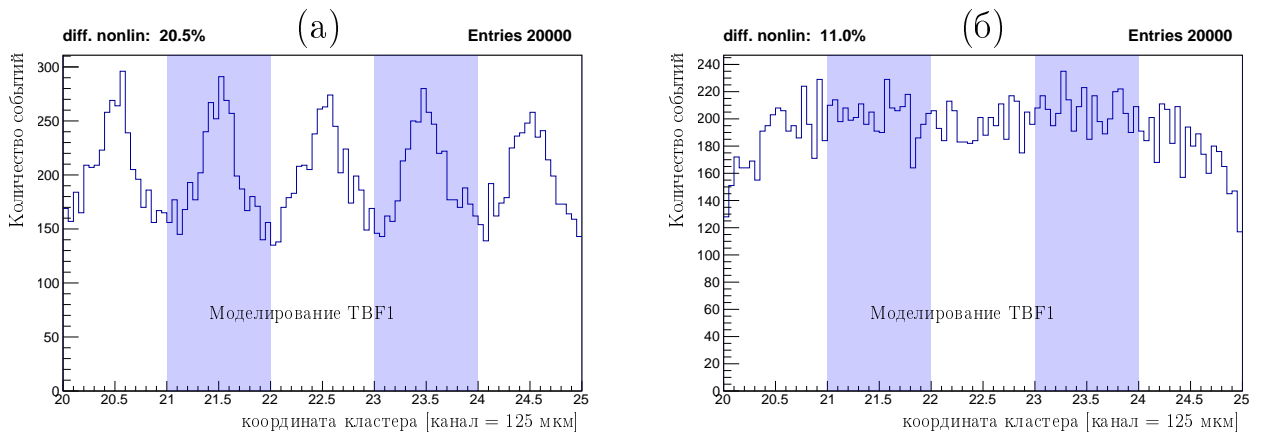


Рисунок 80 — Результаты моделирования для TBF1. Распределение кластеров по восстановленной координате: (а) до поправки; (б) после поправки

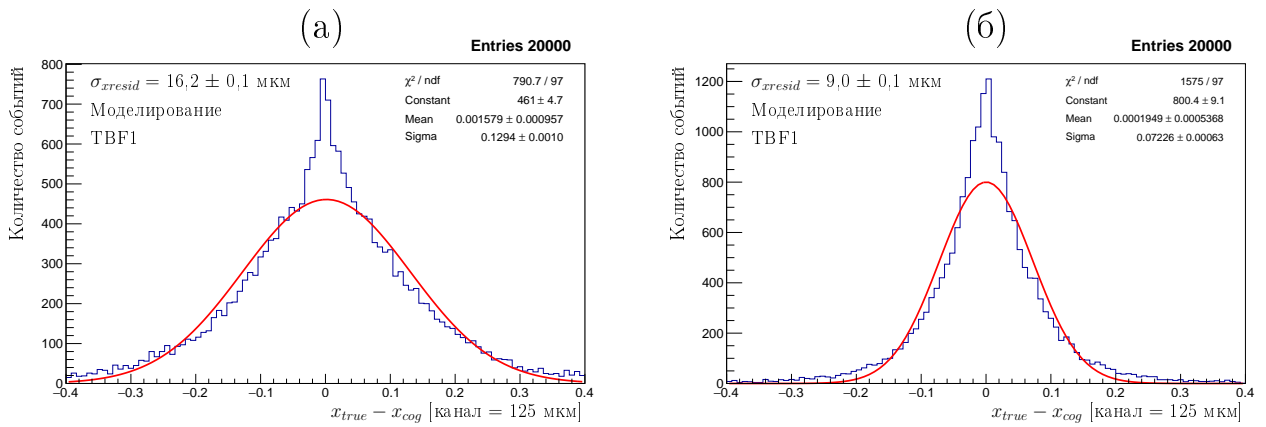


Рисунок 81 — Результаты моделирования для TBF1. Распределение событий по координатной разности: (а) до поправки; (б) после поправки

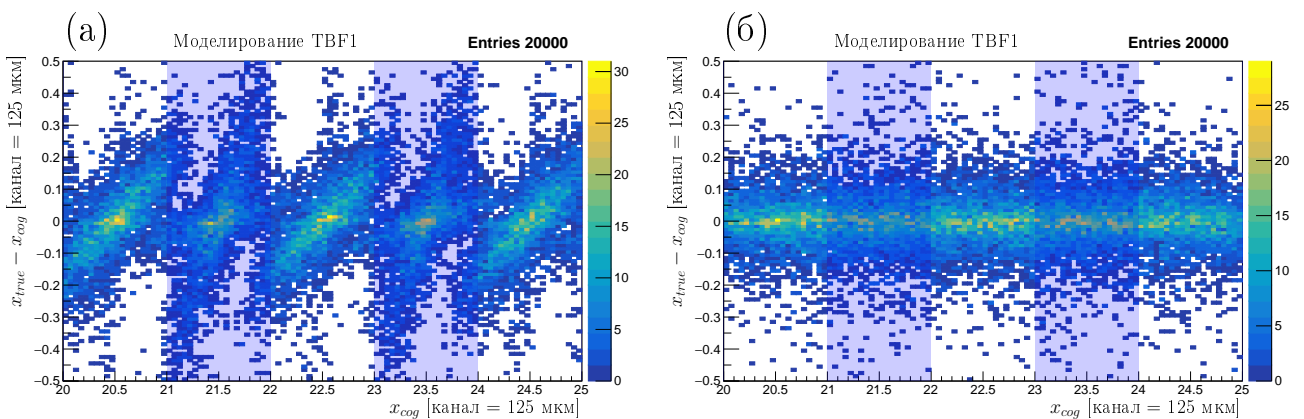


Рисунок 82 — Результаты моделирования для TBF1. Корреляция между восстановленной координатой и координатной разностью: (а) до поправки; (б) после поправки

Таблица 21 — Результаты параметрического моделирования. Пространственное разрешение детекторов разных типов, выраженное в микрометрах.

Детектор	До поправки	После поправки
DEUTERON4	15,1 ± 0,1	12,2 ± 0,1
TBF1	16,2 ± 0,1	9,0 ± 0,1

Таблица 22 — Значения $\sigma_{detector}$, полученные в параметрическом моделировании для детектора DEUTERON4, и соответствующие им значения σ_{xresid} , вычисленные по формуле (4.108) в предположении $\sigma_{xMS} = 40,0$ мкм.

$\sigma_{detector}$ [мкм]	σ_{xresid} [мкм]
15,1	44,1
12,2	42,7

Таблица 23 — Значения $\sigma_{detector}$, полученные в параметрическом моделировании для детектора TBF1, и соответствующие им значения σ_{xresid} , вычисленные по формуле (4.108) в предположении $\sigma_{xMS} = 40,0$ мкм.

$\sigma_{detector}$ [мкм]	σ_{xresid} [мкм]
16,2	44,7
9,0	41,5

Таблица 24 — Оценка улучшения значений $\sigma_{detector}$ и σ_{xresid} за счёт коррекции дифференциальной нелинейности метода центра тяжести для детектора DEUTERON4.

$\Delta\sigma_{detector}$ [мкм]	$\Delta\sigma_{xresid}$ [мкм]
2,9	1,4

Таблица 25 — Оценка улучшения значений $\sigma_{detector}$ и σ_{xresid} за счёт корректировки дифференциальной нелинейности метода центра тяжести для детектора ТВФ1.

$\Delta\sigma_{detector}$ [МКМ]	$\Delta\sigma_{xresid}$ [МКМ]
7,2	3,2

Корректировка дифференциальной нелинейности в эксперименте
 Корректировка дифференциальной нелинейности метода центра тяжести в применении к экспериментальным данным приводит к результатам, представленным на рисунках 83 и 84.

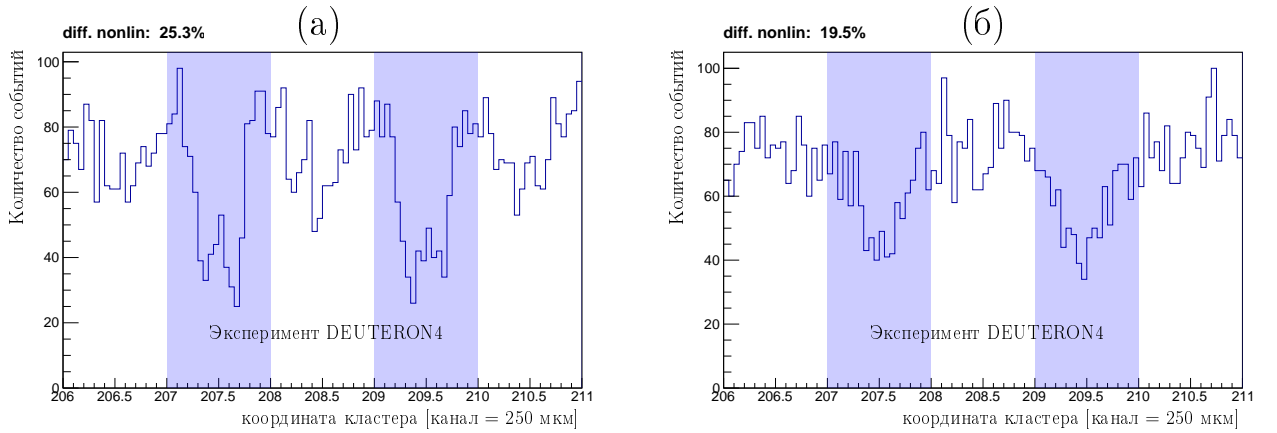


Рисунок 83 — Внесение поправки дифференциальной нелинейности метода центра тяжести в экспериментальные данные для детектора DEUTERON4. Распределение событий по восстановленной координате: (а) до поправки; (б) после поправки

Из рисунков 83 и 84 следует, что поправочные функции, построенные на основе результатов параметрического моделирования, заметно подавляют искажения, определяемые дифференциальной нелинейностью метода центра тяжести при восстановлении координат кластеров из экспериментальных данных.

В случае детектора ТВФ1 возможен анализ влияния корректировки дифференциальной нелинейности на извлекаемое из эксперимента значение σ_{xresid} . Эксперимент по измерению пространственного разрешения детектора ТВФ1 описан в разделе 4.8 настоящей работы. Результат применения корректировки дифференциальной нелинейности на примере распределения экспериментальных событий по координатной разности представлен на рисунке 85.

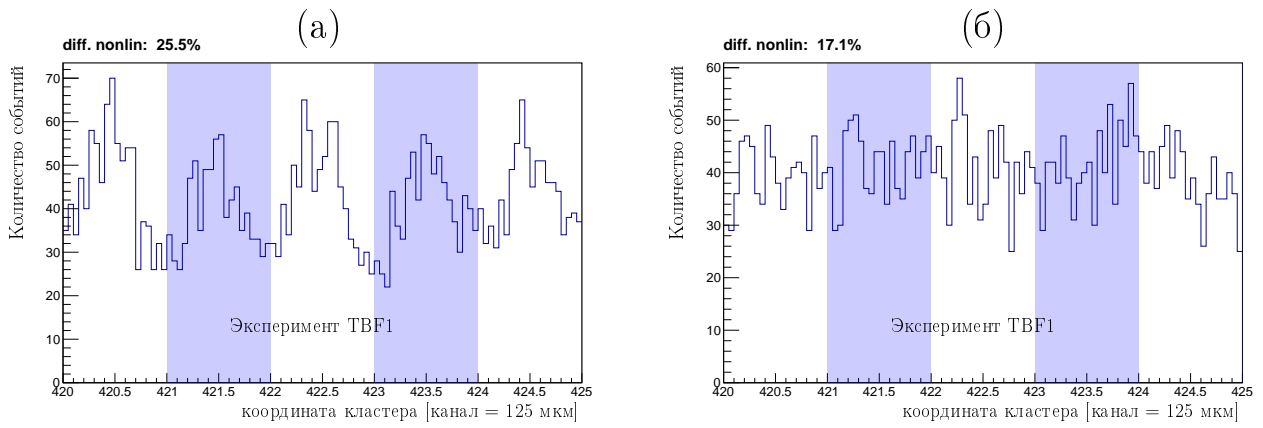


Рисунок 84 — Внесение поправки дифференциальной нелинейности метода центра тяжести в экспериментальные данные для детектора TBF1. Распределение событий по восстановленной координате: (а) до поправки; (б) после поправки

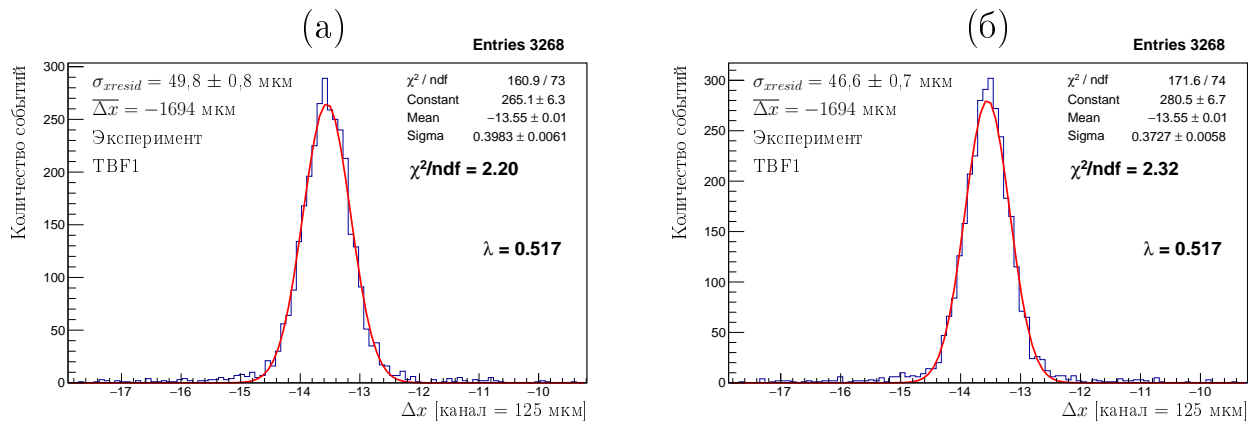


Рисунок 85 — Внесение поправки дифференциальной нелинейности метода центра тяжести в экспериментальные данные для детектора TBF1. Распределение событий по координатной разности: (а) до поправки; (б) после поправки

Из рисунка 85 следует, что внесение поправки дифференциальной нелинейности в экспериментальные данные приводит к уменьшению стандартного отклонения распределения событий по координатной разности на 3,2 мкм, что согласуется с оценкой, представленной в таблице 25.

Моделирование детектора в составе трековой системы

В моделировании была описана трековая система, параметры которой представлены в разделе 4.6. Треки электронов запускались под разными углами и проводилось восстановление координаты каждого трека в детекторах. Для

юстировки выполнялось сканирование событий по параметру λ . В моделировании была учтена зависимость пространственного разрешения от угла наклона трека согласно разделу 4.5 и включено многократное рассеяние в соответствии с параметрами, указанными в таблице 26.

Таблица 26 — Значения $\sigma_{detector}$ и σ_{xMS} в параметрическом моделировании работы детектора ТВФ1 в составе трековой системы.

Величина	Значение
$\sigma_{detector}(\theta = 0)$	15 мкм
σ_{xMS}	40 мкм

Примеры отбора событий по углу наклона треков, распределения событий по координатной разности и графики зависимостей $\overline{\Delta x}(\lambda)$ и $\sigma_{xresid}(\lambda)$ представлены на рисунках 86 и 87.

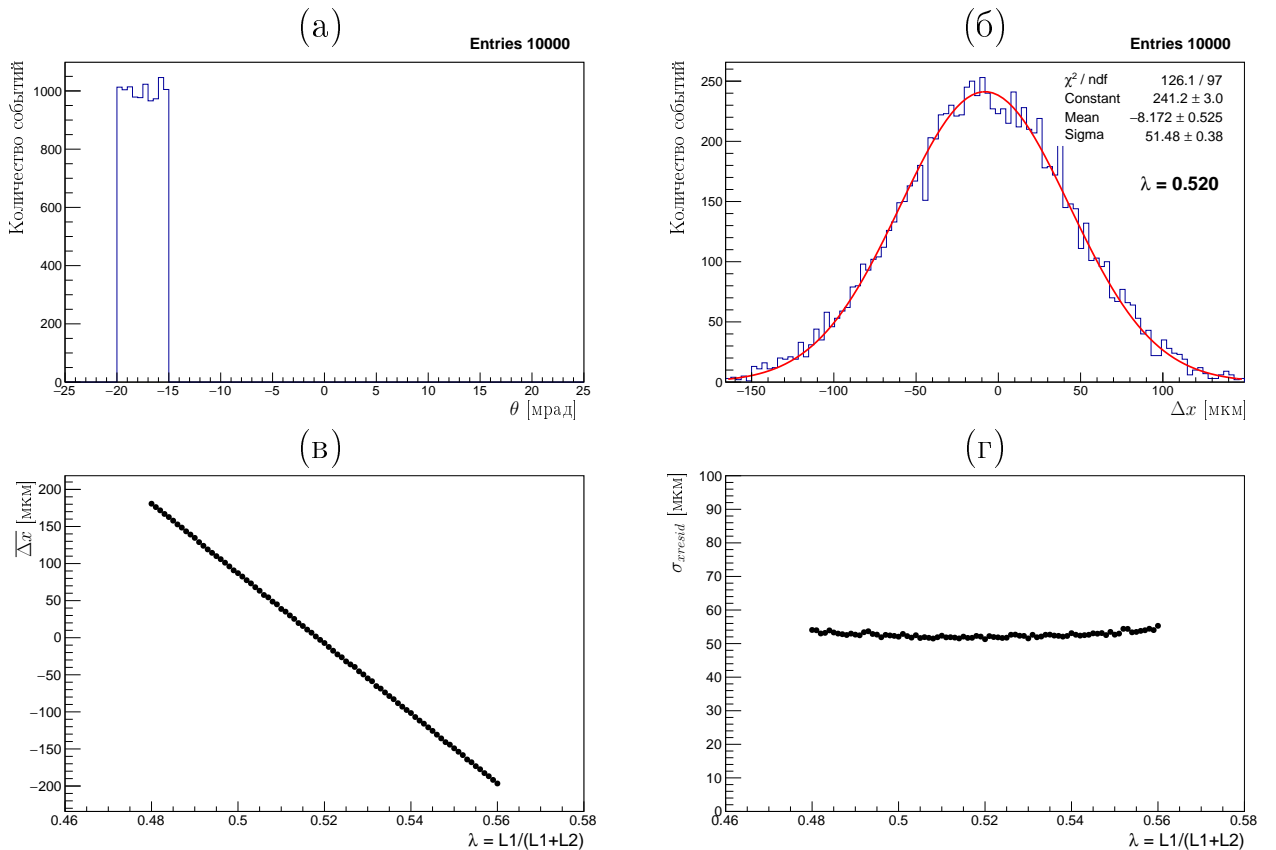


Рисунок 86 — Результаты моделирования работы детектора в составе трековой системы для диапазона угла наклона треков $\theta \in [-20, -15]$ мрад. Распределения событий: (а) по углу наклона трека; (б) по координатной разности. Графики зависимостей: (в) $\overline{\Delta x}(\lambda)$; (г) $\sigma_{xresid}(\lambda)$

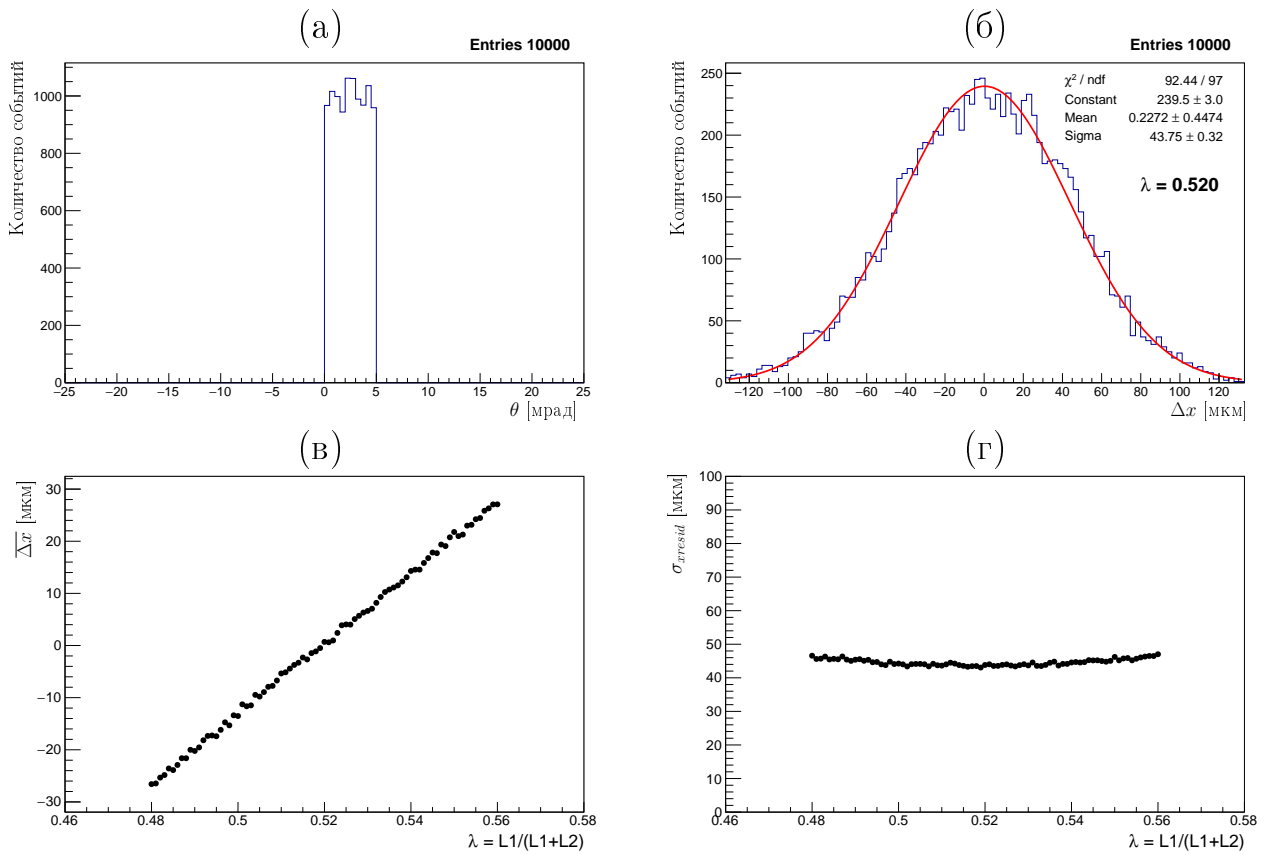


Рисунок 87 — Результаты моделирования работы детектора в составе трековой системы для диапазона угла наклона треков $\theta \in [0, +5]$ мрад. Распределения событий: (а) по углу наклона трека; (б) по координатной разности. Графики зависимостей: (в) $\overline{\Delta x}(\lambda)$; (г) $\sigma_{xresid}(\lambda)$

Зависимости $\sigma_{xresid}(\theta)$ и $\sigma_{detector}(\theta)$, полученные при моделировании работы детектора в составе трековой системы, представлены на рисунке 88.

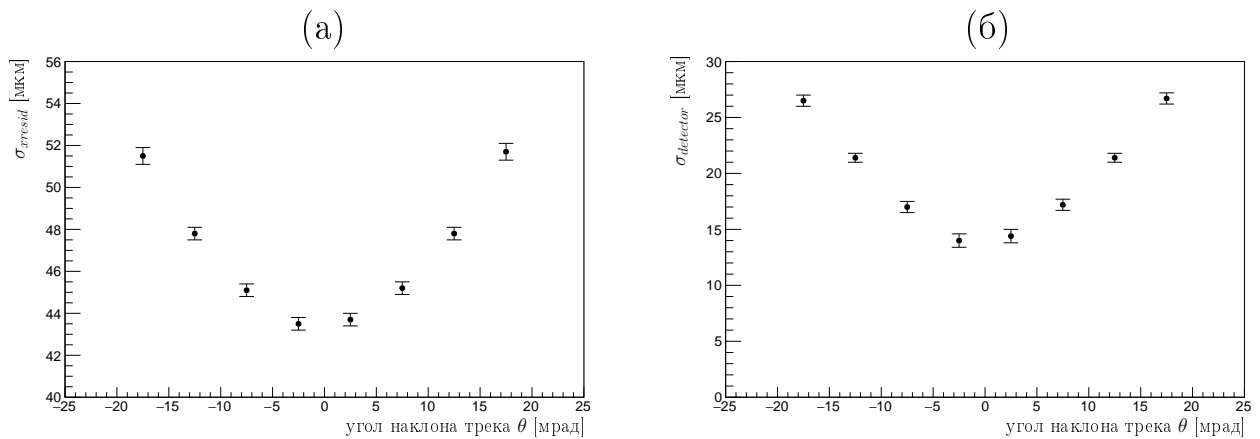


Рисунок 88 — Результаты моделирования работы детектора в составе трековой системы: (а) $\sigma_{xresid}(\theta)$; (б) $\sigma_{detector}(\theta)$

Моделирование демонстрирует возможность корректного извлечения собственного пространственного разрешения детектора из величины σ_{xresid} .

4.8 Пространственное разрешение в эксперименте

В данном разделе дано описание эксперимента и представлены результаты измерения пространственного разрешения детектора на основе ГЭУ для Тестового пучка.

4.8.1 Схема эксперимента

Эксперимент по измерению пространственного разрешения детектора ТВФ1 проводился на Тестовом пучке электронов, энергия которых составляла 1 ГэВ. В качестве трековых детекторов применялись детекторы для установки ДЕЙТРОН: DEUTERON3 и DEUTERON4. Схема расположения детекторов представлена на рисунке 89.

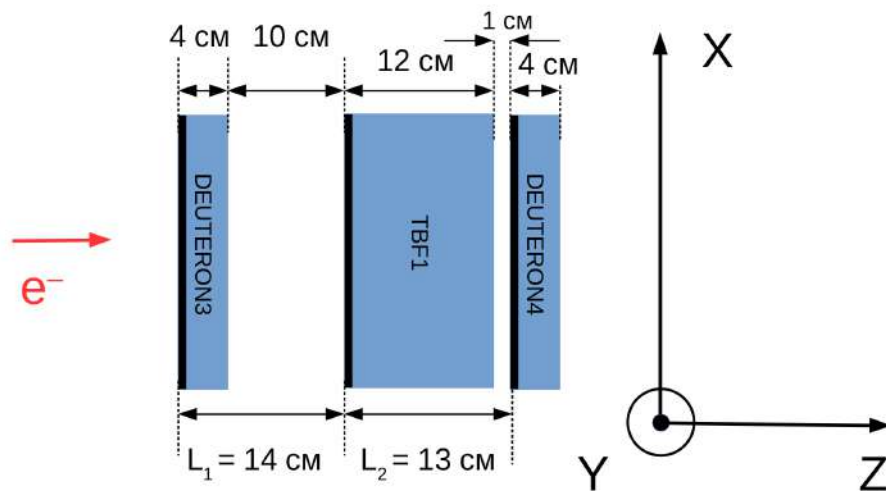


Рисунок 89 — Схема эксперимента по измерению пространственного разрешения детектора ТВФ1

Подписанные на рисунке 89 расстояния между детекторами были измерены линейкой и составили:

$$L_1 = 14 \text{ см}; \quad (4.110)$$

$$L_2 = 13 \text{ см}. \quad (4.111)$$

Подставим расстояния (4.110), (4.111) в формулу (4.8) и рассчитаем параметр λ :

$$\lambda = \frac{L_1}{L_1 + L_2} = \frac{14}{14 + 13} = \frac{14}{27} \approx 0,5185. \quad (4.112)$$

Заметим, что в приведённом ранее моделировании, описанном в подразделе 4.6.2, были заложены такие же параметры, как и в эксперименте. Это было сделано для более прямого сравнения моделирования с экспериментом.

Считывающая структура детектора на основе ГЭУ является двумерной. Это означает, что точка пересечения трека с плоскостью детектора имеет координаты $(x; y)$. Множество таких точек будем называть картой хитов (Hit Map).

Шаг сигнальных полосок детектора на основе ГЭУ для Тестового пучка равен 250 мкм как в направлении X , так и в направлении Y . Ранее, в целях исследования дифференциальной нелинейности метода центра тяжести, сигнальные полоски были переведены в каналы, ширина (масштаб) каждого из которых составил 125 мкм. Далее координаты трека, зарегистрированного детектором для Тестового пучка, будут измеряться в каналах, где масштаб канала равен 125 мкм, как показано в таблице 27.

Таблица 27 — Масштаб координатных каналов детектора для Тестового пучка.

Координата	Масштаб канала [мкм]
x	125
y	125

Шаг прямых сигнальных полосок детектора на основе ГЭУ для установки ДЕЙТРОН равен 500 мкм вдоль направления X . Прямые полоски были пронумерованы и переведены в каналы так, что масштаб одного канала составил 250 мкм. В детекторах для установки ДЕЙТРОН применяется стерео-считывание: координата трека вдоль оси Y вычисляется как разность между координатой этого трека в прямых и наклонных полосках. Угол между каждой прямой и наклонной полоской равен 30° .

Изначально масштаб канала вдоль оси Y составлял 1 мм. После изменения нумерации масштаб канала вдоль оси Y стал равен 0,5 мм = 500 мкм. Такой масштаб канала, представленный в таблице 28, будет применяться в настоящей

главе 4 при демонстрации данных с детекторов на основе ГЭУ для установки ДЕЙТРОН.

Таблица 28 — Масштаб координатных каналов детектора для установки ДЕЙТРОН.

Координата	Масштаб канала [мкм]
x	250
y	500

Для того чтобы узнать координату трека в микронах, нужно значение этой координаты, выраженное в каналах, умножить на масштаб канала.

Запись сигнала на диск осуществляется после прихода сигнала триггера. В эксперименте на Тестовом пучке электронов загрузка триггера составляет приблизительно 50 – 100 Гц. Большинство регистрируемых событий содержит один трек. Одновременное срабатывание трёх детекторов обеспечивает достоверность факта регистрации частицы.

Экспериментальные данные были записаны в формате root, где для каждого события был известен сигнал в каждом координатном канале. Начальная задача обработки данных заключалась в том, чтобы преобразовать последовательность сработавших каналов в координаты треков. Далее была выполнена реконструкция треков и проведено измерение величины σ_{xresid} , на основе которой был сделан вывод о собственном пространственном разрешении изучаемого детектора.

Анализ данных предполагает выполнение отбора записанных событий по тем или иным признакам. Например, можно отбирать события, где треки прошли через некоторую фиксированную область изучаемого детектора. Также существует возможность отбирать события с разным углом наклона треков к оси Z . Предположим, что выполнен отбор событий в некоторой области детектора. Просканируем это множество событий по параметру λ . Результатом такого сканирования будет функция $\sigma_{xresid}(\lambda)$. Минимальное значение данной функции назовём $\sigma_{xresid-1}$. Далее выберем вторую область, граничащую с первой. Для второй области аналогично найдём значение $\sigma_{xresid-2}$. Затем можно продолжить выбирать последовательно расположенные области, извлекая для каждой из этих областей соответствующее значение σ_{xresid} . Такую процедуру

назовём сканированием событий по областям детектора. Также в эксперименте доступно сканирование событий по углу наклона треков. Заметим, что в рамках сканирования событий по областям детектора (или по углу наклона треков) проводится сканирование по параметру λ . Такие вложенные сканирования применяются для повышения корректности извлечения параметров, влияющих на измерение пространственного разрешения детектора в эксперименте.

4.8.2 Количество сработавших полосок в событиях

Регистрация частицы детектором означает, что в детекторе сработала минимум одна полоска. Зарядовый кластер с одной сработавшей полоской можно назвать однополосковым или одноканальным. При анализе данных выяснилось, что доля одноканальных кластеров составляет менее 2% от полного количества кластеров. Точность восстановления координаты трека для одноканальных кластеров ниже, чем, например, для двухканальных кластеров. Кроме того, одноканальный кластер может быть шумовым с большей вероятностью в сравнении с кластером, где сработали два канала и более. Событие отбрасывалось, если хотя бы в одном детекторе был зафиксирован одноканальный кластер. Такой отбор повышал достоверность регистрируемых треков. Нормированные распределения событий по количеству сработавших полосок в кластере представлены на рисунках 90 и 91.

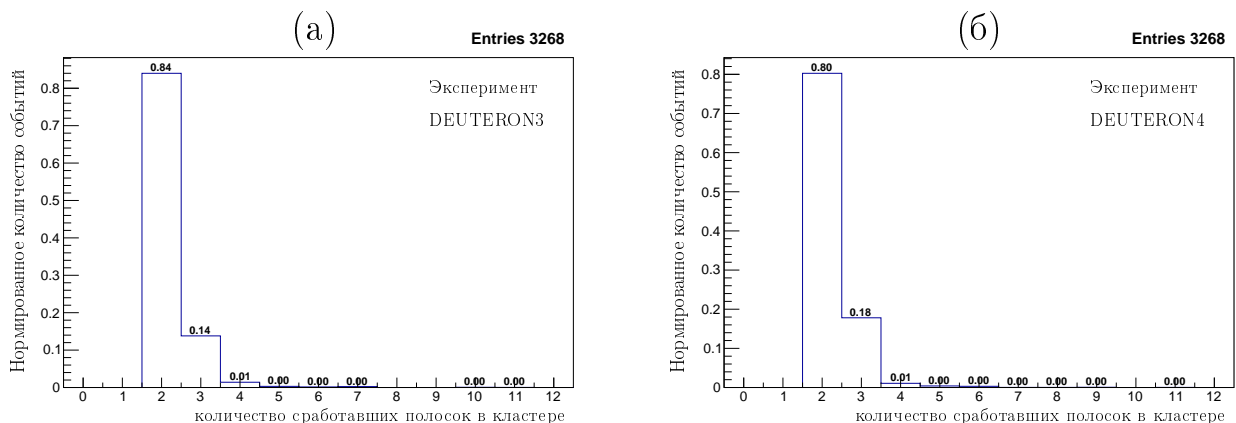


Рисунок 90 — Нормированные распределения событий по количеству сработавших полосок для детекторов: (а) DEUTERON3; (б) DEUTERON4

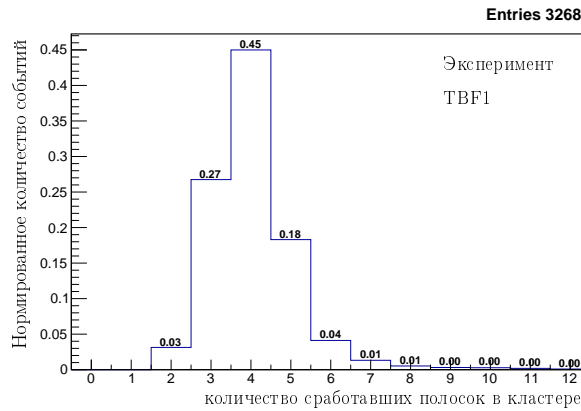


Рисунок 91 — Нормированное распределение событий по количеству сработавших полосок для детектора TBF1

Более 80% событий, регистрируемых детекторами для установки ДЕЙТРОН, содержат кластеры с двумя сработавшими полосками. Большая часть событий (45%) с детектора для Тестового пучка содержит четырёхканальные кластеры. Такое соотношение сработавших полосок между разными типами детекторов согласуется с тем, что шаг полосок детектора для Тестового пучка в два раза меньше, чем шаг полосок детектора для установки ДЕЙТРОН.

4.8.3 Сканирование событий по областям детектора

В данном подразделе представлены результаты измерения величины σ_{xresid} для разных областей детектора TBF1.

Отбор событий в разных областях

Вначале выберем треки, пересекающие широкую область детектора. Проведём сканирование выбранных событий по параметру λ . Соответствующие экспериментальные данные представлены на рисунке 92. Карта хитов демонстрирует наличие неработающих каналов в детекторах. Например, регистрирующая область детектора TBF1 условно разделена на две части (верхнюю и нижнюю)

неработающей горизонтальной полосой. Для анализа будут выбираться области с работающими каналами.

Разность координат трека в крайних детекторах пропорциональна углу наклона этого трека к оси Z . Данную разность координат обозначим отдельно:

$$\Delta x_{track} = x_DEUTERON4 - x_DEUTERON3. \quad (4.113)$$

$$\Delta y_{track} = y_DEUTERON4 - y_DEUTERON3. \quad (4.114)$$

Из равенств (4.110) и (4.111) следует, что расстояние между крайними детекторами составляет:

$$L = L_1 + L_2 = (140 + 130) \text{ мм} = 270 \text{ мм}. \quad (4.115)$$

Угол наклона трека к оси Z в плоскости XZ обозначим θ_x . Угол наклона трека к оси Z в плоскости YZ обозначим θ_y .

Запишем выражения для углов θ_x и θ_y :

$$\theta_x \approx \text{tg}(\theta_x) = \frac{\Delta x_{track}}{L}. \quad (4.116)$$

$$\theta_y \approx \text{tg}(\theta_y) = \frac{\Delta y_{track}}{L}. \quad (4.117)$$

Оценим регистрируемый диапазон угла наклона треков в эксперименте. Для этого из рисунка 92 определим диапазон основного сосредоточения величин Δx_{track} и Δy_{track} , а также вычислим ширину каждого диапазона, как показано в таблице 29.

Таблица 29 — Экспериментальный диапазон разности координат трека в крайних детекторах.

Величина	Диапазон	Ширина диапазона
Δx_{track}	$[-17, +15]$ x-каналов	8 мм
Δy_{track}	$[+3, +11]$ y-каналов	4 мм

Ширина диапазона регистрируемого угла наклона трека равна отношению ширины диапазона разности координат трека в крайних детекторах к расстоянию между крайними детекторами, как показано в таблице 30.

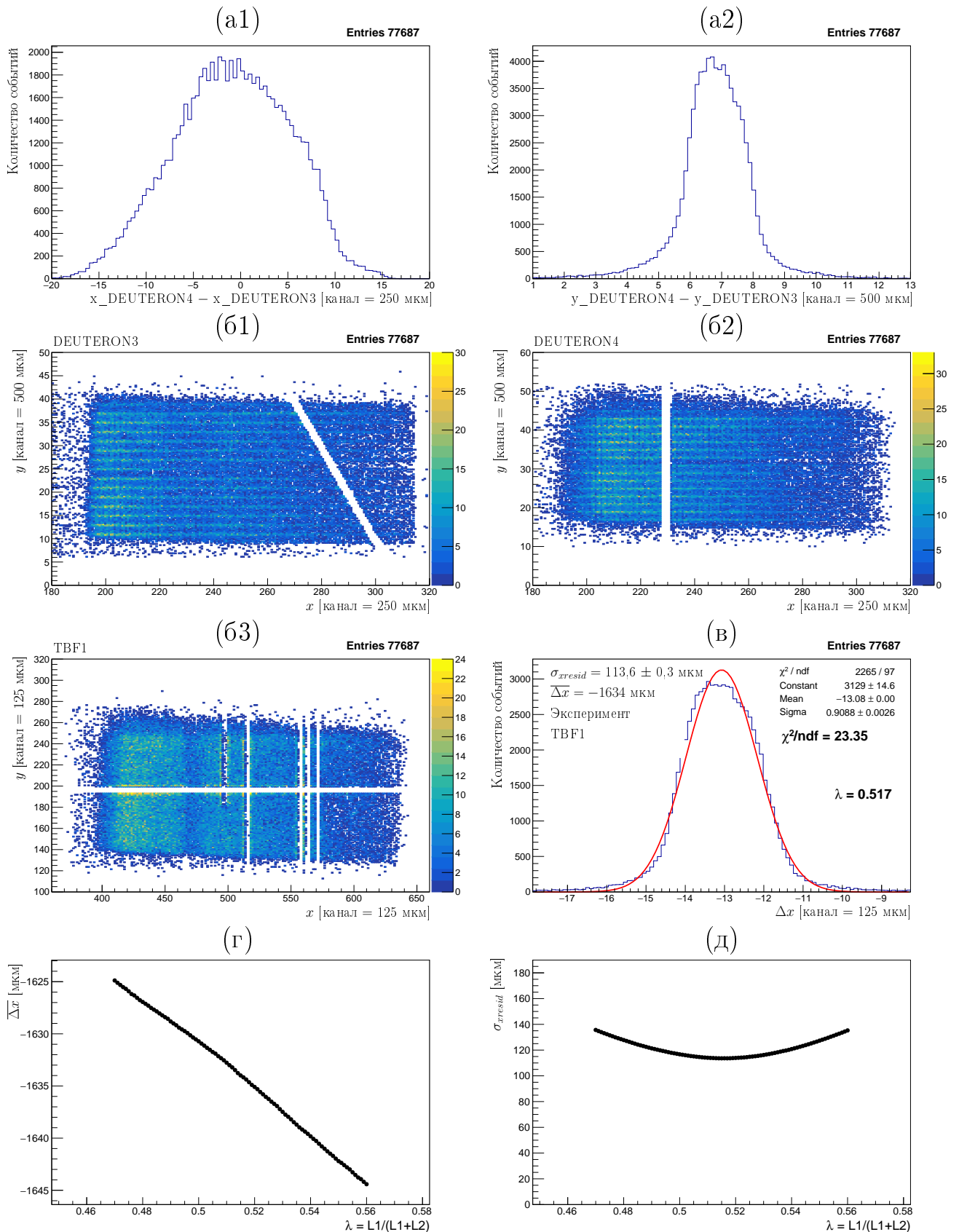


Рисунок 92 — Экспериментальные данные для широкой области детектора. Распределения событий по разности (a1) X -координат и (a2) Y -координат в крайних детекторах. Карта хитов в детекторах: (б1) DEUTERON3; (б2) DEUTERON4; (б3) TBF1. (в) Распределение событий по Δx . Результаты сканирования событий по параметру λ : (г) $\overline{\Delta x}(\lambda)$; (д) $\sigma_{xresid}(\lambda)$

Таблица 30 — Ширина диапазона угла наклона трека в эксперименте.

Величина	Ширина диапазона
$\Delta\theta_x$	30 мрад
$\Delta\theta_y$	15 мрад

Функция $\sigma_{xresid}(\lambda)$ имеет минимум при значении $\lambda = 0,517$. Именно для этого значения на рисунке 92 приведён пример распределения событий по координатной разности. Заметим, что минимум функции $\sigma_{xresid}(\lambda)$ является достаточно плавным, поэтому значения $\sigma_{xresid}(\lambda)$ вблизи минимума практически совпадают и равны приблизительно 114 мкм. Кроме того, значение $\chi^2/ndf \approx 23$ указывает на то, что форма распределения не является гауссовской. Причина обнаружения таких больших значений σ_{xresid} и χ^2/ndf будет обсуждаться после того, как будут изучены области с меньшей площадью.

На рисунке 93 для анализа были выбраны события, треки которых пересекли верхнюю область детектора ТВF1. Выбранная область является квадратной. Эта область характеризуется площадью и координатой расположения центра. Из сканирования выбранных событий по параметру λ следует, что минимальное значение σ_{xresid} обеспечивается при $\lambda = 0,515$. Для этого значения λ было построено распределение событий по координатной разности. Результатом аппроксимации распределения функцией Гаусса являются следующие параметры: среднее значение ($\overline{\Delta x}$), стандартное отклонение (σ_{xresid}) и отношение хи-квадрата к количеству степеней свободы (χ^2/ndf).

Параметры выбранной на рисунке 93 области, а также соответствующие характеристики распределения событий по координатной разности представлены в таблице 31.

Таблица 31 — Экспериментальные результаты для отбора событий в верхней области детектора ТВF1. Указаны координаты центра области и площадь области, а также параметры аппроксимации событий по координатной разности.

Центр $(x; y)$ [ch]	Площадь [ch ²]	$\overline{\Delta x}$ [мкм]	σ_{xresid} [мкм]	χ^2/ndf
(435; 225)	50 × 50	−1696	62,0 ± 0,5	5,1

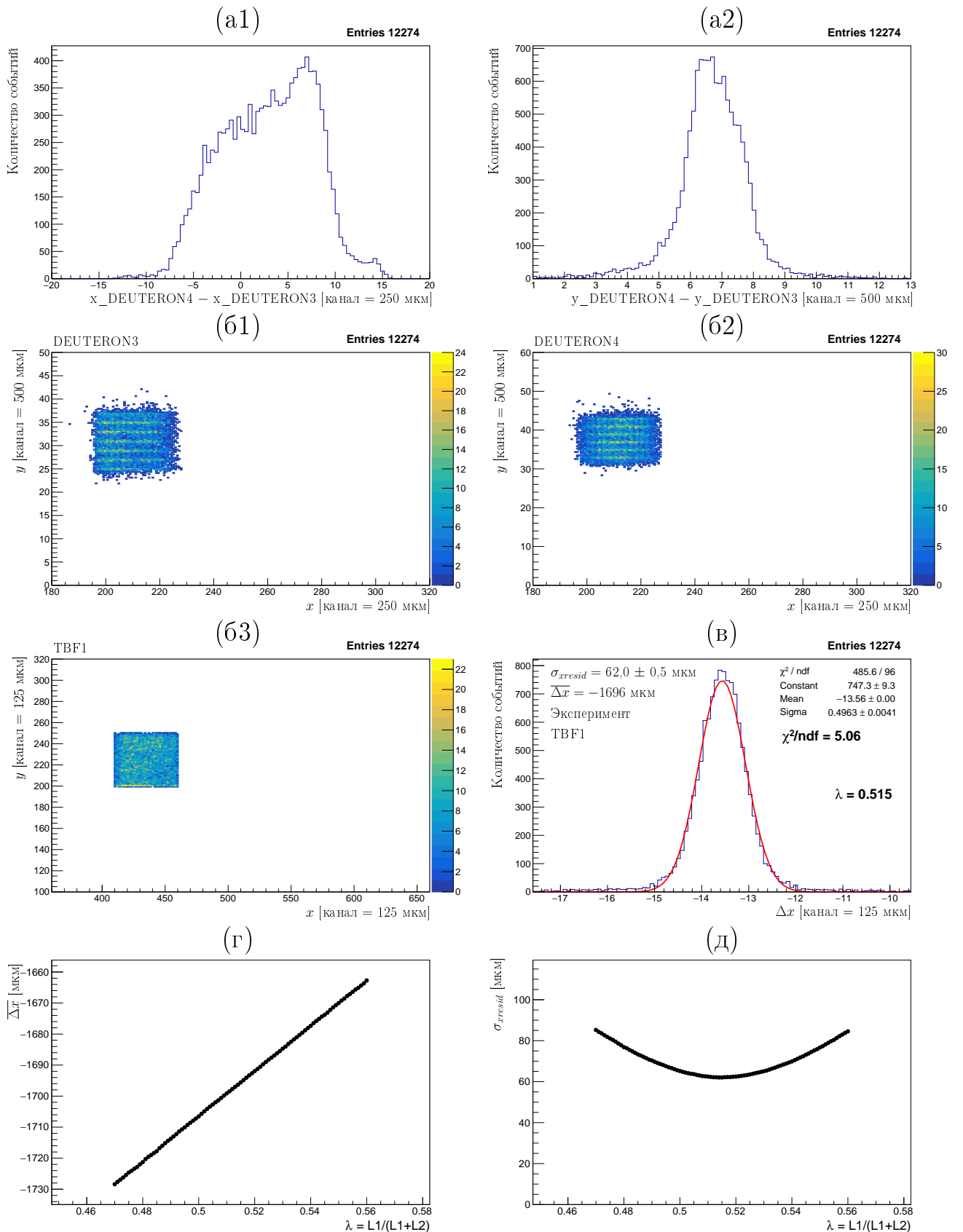


Рисунок 93 — Экспериментальные данные для верхней области детектора. Распределения событий по разности (a1) X -координат и (a2) Y -координат в крайних детекторах. Карта хитов в детекторах: (б1) DEUTERON3; (б2) DEUTERON4; (б3) TBF1. (в) Распределение событий по Δx . Результаты сканирования событий по параметру λ : (г) $\overline{\Delta x}(\lambda)$; (д) $\sigma_{xresid}(\lambda)$

Из сравнения рисунков 92 и 93 следует вывод: уменьшение площади анализируемой области приводит к значительному снижению измеряемого значения σ_{xresid} . Собственное пространственное разрешение детектора не должно в такой степени зависеть от площади выбираемой области. Таким образом, причина завышенного значения σ_{xresid} обусловлена не собственным разрешением детектора, а систематическими погрешностями, учёт которых будет представлен далее.

Аппроксимация экспериментальных данных теоретической функцией считается успешной, если соответствующее значение χ^2/ndf приблизительно равно единице. Значение $\chi^2/ndf \approx 5,1$, представленное на рисунке 93 и в таблице 31, является индикатором того, что функция Гаусса не вполне точно описывает экспериментальные данные и, как следствие из приведённых выше рассуждений, для достижения лучшего согласия требуется выбирать меньшую по площади область. Однако перед тем, как будет проведён анализ событий в маленьких областях, исследуем такую же по площади область (как на рисунке 93), но расположенную не в верхней, а в нижней части детектора TBF1, как показано на рисунке 94 и в таблице 32.

Таблица 32 — Экспериментальные результаты для отбора событий в нижней области детектора TBF1. Указаны координаты центра области и площадь области, а также параметры аппроксимации событий по координатной разности.

Центр $(x; y)$ [ch]	Площадь [ch ²]	$\overline{\Delta x}$ [мкм]	σ_{xresid} [мкм]	χ^2/ndf
(435; 165)	50 × 50	−1571	62,6 ± 0,5	4,7

Таблицы 31 и 32 демонстрируют, что значения σ_{xresid} и χ^2/ndf для верхней и нижней областей приблизительно совпадают. Это наблюдение говорит о том, что величина σ_{xresid} зависит в первую очередь от площади области, а не от расположения этой области. Средние значения распределения событий по координатной разности заметно отличаются: в верхней области $\overline{\Delta x}$ равна −1696 мкм, а в нижней: −1571 мкм. Модуль разности между значениями $\overline{\Delta x}$ в верхней и нижней области составляет $\delta(\overline{\Delta x}) = 125$ мкм.

В таблицах 31 и 32 указаны координаты центра анализируемых областей. Координата вдоль оси Y для центра верхней области равна 225 каналов, а для нижней: 165 каналов. Тогда разность между центрами областей по вертикали составляет $\Delta y_{regions} = 60$ каналов, где 1 канал равен 125 мкм.

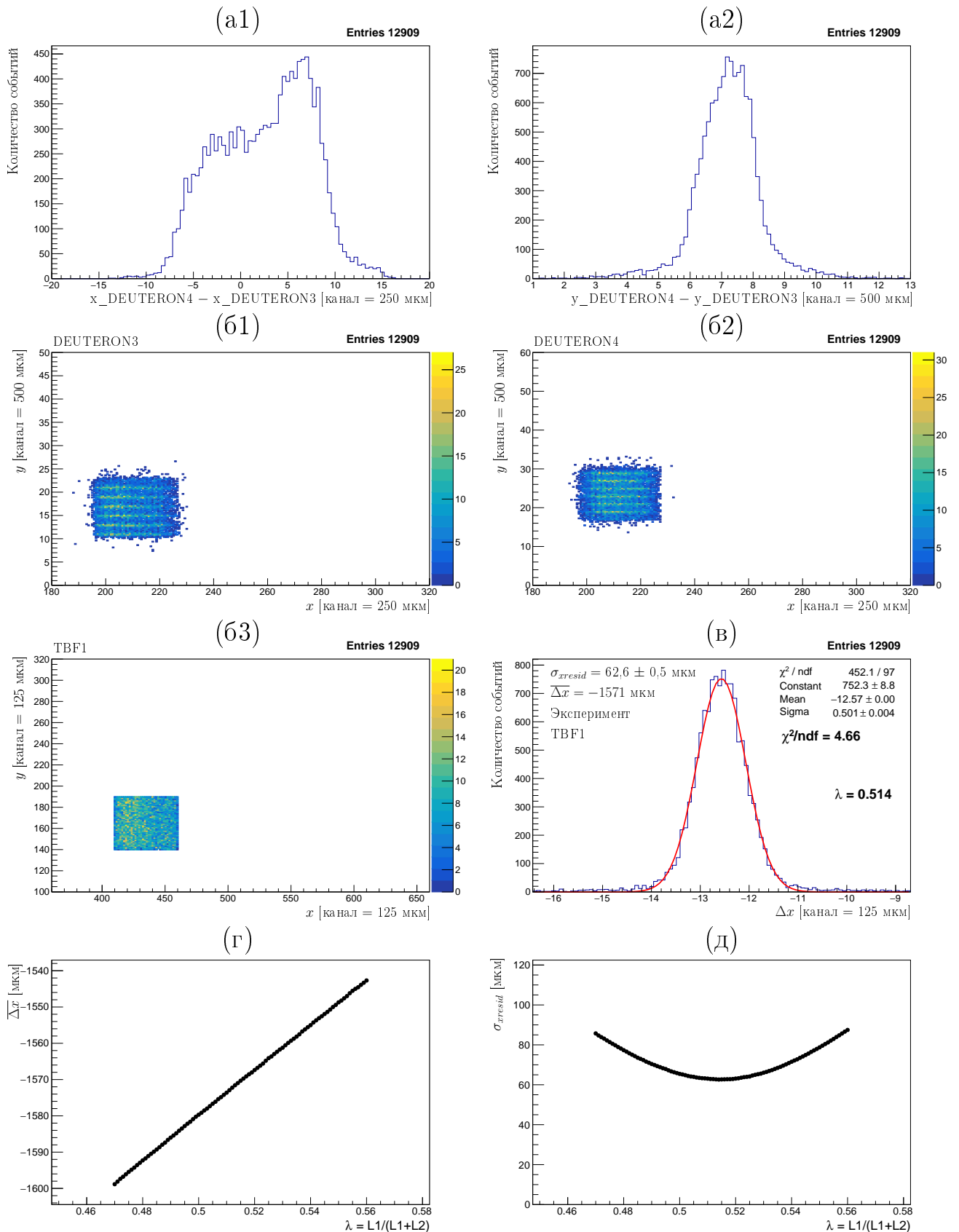


Рисунок 94 — Экспериментальные данные для нижней области детектора. Распределения событий по разности (a1) X -координат и (a2) Y -координат в крайних детекторах. Карта хитов в детекторах: (б1) DEUTERON3; (б2) DEUTERON4; (б3) TBF1. (в) Распределение событий по Δx . Результаты сканирования событий по параметру λ : (г) $\overline{\Delta x}(\lambda)$; (д) $\sigma_{xresid}(\lambda)$

Абсолютно точная выставка детекторов в эксперименте недостижима. Повёрнут может быть не только изучаемый центральный детектор ТВF1, но и крайние трековые детекторы. В системе с тремя детекторами в задачу юстировки входят повороты двух детекторов относительно оставшегося детектора, который должен быть выбран референсным. Извлечённые из эксперимента параметры $\delta(\overline{\Delta x})$ и $\Delta y_{\text{regions}}$ не позволяют однозначно определить повороты двух детекторов, однако эти параметры дают возможность произвести приближённую оценку эффективного угла поворота изучаемого детектора в плоскости XU . Под «эффективным углом поворота» будем понимать угол поворота центрального детектора в плоскости XU , предполагая, что трековые детекторы расположены идеально. Поворот детектора в плоскости XU представлен на рисунке 95.

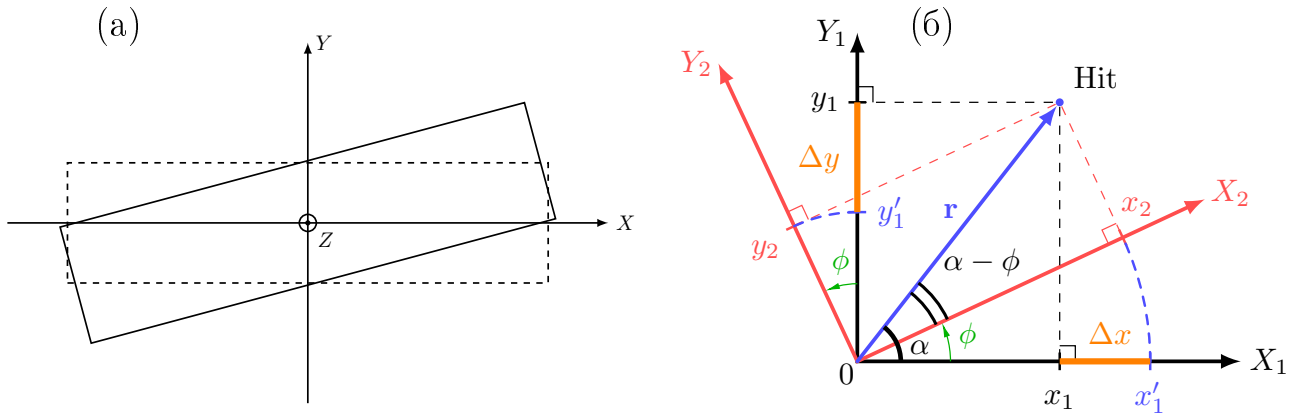


Рисунок 95 — Поворот детектора в плоскости XU вокруг оси Z : (а) пунктиром показано предполагаемое расположение детектора, сплошной линией показано действительное расположение детектора; (б) система координат предполагаемого расположения детектора (X_1Y_1) и действительного расположения детектора (X_2Y_2)

Предположим, что детектор зарегистрировал хит. Запишем координаты этого хита в системе X_1Y_1 :

$$x_1 = r \cdot \cos(\alpha). \quad (4.118)$$

$$y_1 = r \cdot \sin(\alpha). \quad (4.119)$$

Координаты этого же хита в системе X_2Y_2 равны:

$$x_2 = r \cdot \cos(\alpha - \varphi). \quad (4.120)$$

$$y_2 = r \cdot \sin(\alpha - \varphi). \quad (4.121)$$

Из формул (4.118), (4.119), (4.120), (4.121) следует связь между координатами хита в разных системах:

$$\begin{pmatrix} x_2 \\ y_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi \\ -\sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_1 \\ y_1 \end{pmatrix}. \quad (4.122)$$

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ y_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi \\ \sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_2 \\ y_2 \end{pmatrix}. \quad (4.123)$$

Доступные в эксперименте координаты хита составляют $(x_2; y_2)$. Однако в системе X_1Y_1 координаты хита другие – они равны $(x_1; y_1)$.

Общее начало систем координат, являющееся центром детектора, обозначим символом 0 . Отрезок $0x_2$ имеет конечную длину. Если отрезок такой же длины отложить от 0 вдоль оси X_1 , то конец этого отрезка будет иметь некоторую координату, которую обозначим символом x'_1 . Тогда ошибка измерения координаты хита x равна:

$$\Delta x = x'_1 - x_1. \quad (4.124)$$

По построению, длины отрезков $0x_2$ и $0x'_1$ одинаковы:

$$0x'_1 = 0x_2. \quad (4.125)$$

В данном случае начало систем координат общее и поэтому координату можно понимать как длину отрезка:

$$x'_1 = x_2. \quad (4.126)$$

Таким образом, из формул (4.124) и (4.126) следует, что ошибка измерения координаты хита x равна:

$$\Delta x = x_2 - x_1. \quad (4.127)$$

Аналогично ошибка измерения координаты хита y равна:

$$\Delta y = y_2 - y_1. \quad (4.128)$$

Применяя формулы (4.123), (4.127), (4.128), запишем погрешности, выраженные через координаты хита, которые измерены детектором:

$$\begin{pmatrix} \Delta x \\ \Delta y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \cos \varphi & \sin \varphi \\ -\sin \varphi & 1 - \cos \varphi \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_2 \\ y_2 \end{pmatrix}. \quad (4.129)$$

Поворот детектора по карте хитов непосредственно не заметен, поэтому данный угол поворота будем считать малым и разложим матрицу (4.129) до первого порядка по углу поворота:

$$\begin{pmatrix} \Delta x \\ \Delta y \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} 0 & \varphi \\ -\varphi & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_2 \\ y_2 \end{pmatrix}. \quad (4.130)$$

Таким образом, из равенства (4.130) следует, что ошибка измерения выбранной координаты хита пропорциональна произведению угла поворота детектора и ортогональной к ней координаты этого хита:

$$\Delta x \approx \varphi \cdot y_2. \quad (4.131)$$

$$\Delta y \approx -\varphi \cdot x_2. \quad (4.132)$$

Поворот детектора в плоскости XY приводит к смещению среднего значения распределения событий по координатной разности x_{resid} для областей изучаемого детектора с разной вертикальной координатой y_2 .

Возвращаясь к параметрам $\delta(\overline{\Delta x})$ и $\Delta y_{regions}$, выполним оценку эффективного угла поворота центрального детектора в плоскости XY вокруг оси Z :

$$\varphi \approx \frac{\delta(\overline{\Delta x})}{\Delta y_{regions}}. \quad (4.133)$$

Подставим в формулу (4.133) параметры, установленные из таблиц 31 и 32:

$$\varphi \approx \frac{\delta(\overline{\Delta x})}{\Delta y_{regions}} \approx \frac{1}{60} \approx 1^\circ. \quad (4.134)$$

Угол поворота 1° вполне допустим при установке детекторов. Данный угол не заметен на карте событий, однако он приводит к необходимости анализа маленьких областей для корректного извлечения параметра $\sigma_{x_{resid}}$.

Далее изучим влияние других базовых поворотов на искажение x -координаты хита. Поворот детектора в плоскости YZ представлен на рисунке 96. Данный поворот не искажает x -координату хита и поэтому не влияет на результат измерения соответствующего координатного разрешения.

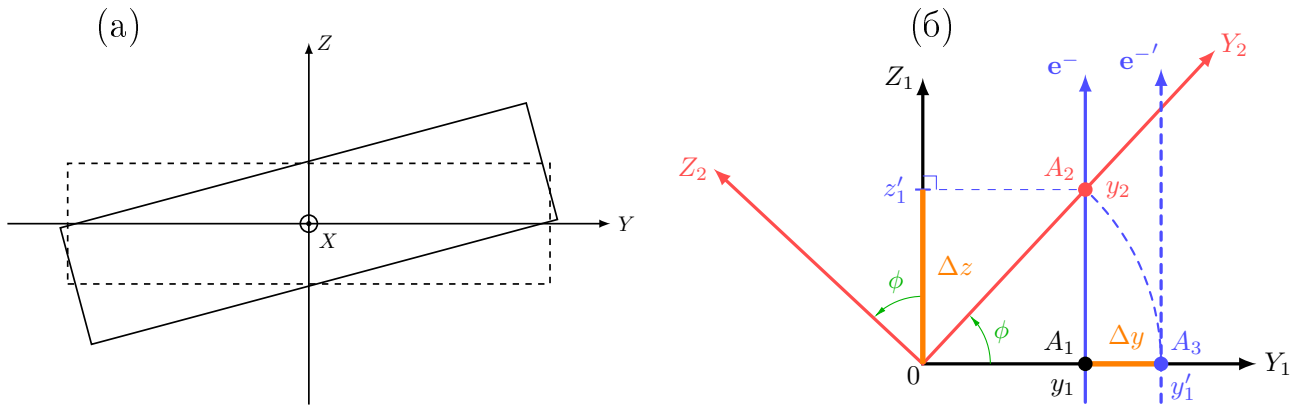


Рисунок 96 — Поворот детектора в плоскости YZ вокруг оси X : (а) пунктиром показано предполагаемое расположение детектора, сплошной линией показано действительное расположение детектора; (б) система координат предполагаемого расположения детектора (Y_1Z_1) и действительного расположения детектора (Y_2Z_2)

Поворот детектора в плоскости ZX представлен на рисунке 97.

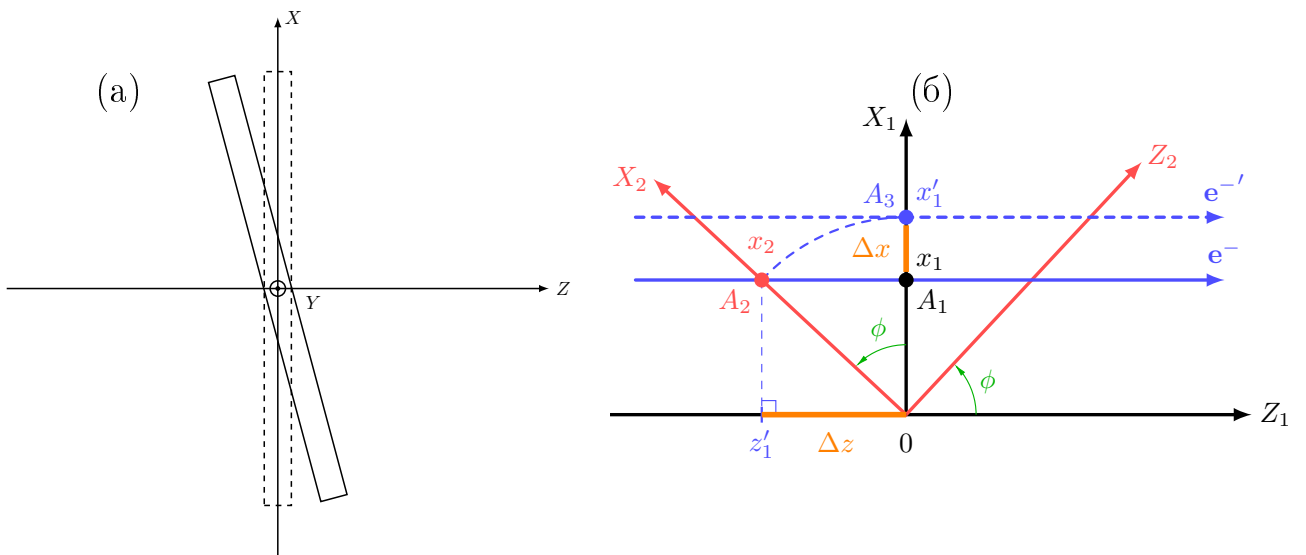


Рисунок 97 — Поворот детектора в плоскости ZX вокруг оси Y : (а) пунктиром показано предполагаемое расположение детектора, сплошной линией показано действительное расположение детектора; (б) система координат предполагаемого расположения детектора (Z_1X_1) и действительного расположения детектора (Z_2X_2)

Погрешность измерения x -координаты за счёт детектора поворота в плоскости ZX вокруг оси Y равна:

$$\Delta x = x_2 \cdot (1 - \cos(\varphi)) \approx x_2 \cdot \frac{\varphi^2}{2}. \quad (4.135)$$

Погрешность (4.135) проявляется во втором порядке малости по углу поворота, поэтому ею можно пренебречь.

Далее изучим области с меньшей площадью. Результаты отбора событий в маленькой верхней области представлены на рисунке 98 и в таблице 33.

Из рисунка 98 и таблицы 33 следует, что выбор области с маленькой площадью 10×10 квадратных каналов обеспечивает приемлемый результат аппроксимации со значением $\chi^2/ndf \approx 1,2$. При этом величина $\sigma_{xresid} = 44,9 \pm 1,9$ мкм.

Таблица 33 — Экспериментальные результаты для отбора событий в маленькой верхней области детектора ТВФ1. Указаны координаты центра области и площадь области, а также параметры аппроксимации событий по координатной разности.

Центр $(x; y)$ [ch]	Площадь [ch ²]	$\overline{\Delta x}$ [мкм]	σ_{xresid} [мкм]	χ^2/ndf
(430; 230)	10×10	-1711	$44,9 \pm 1,9$	1,2

Далее выберем для анализа такую же маленькую по площади область, но расположенную в нижней части детектора ТВФ1. Соответствующие результаты представлены на рисунке 99 и в таблице 34.

Таблица 34 — Экспериментальные результаты для отбора событий в маленькой нижней области детектора ТВФ1. Указаны координаты центра области и площадь области, а также параметры аппроксимации событий по координатной разности.

Центр $(x; y)$ [ch]	Площадь [ch ²]	$\overline{\Delta x}$ [мкм]	σ_{xresid} [мкм]	χ^2/ndf
(430; 170)	10×10	-1587	$49,2 \pm 2,0$	1,6

Проведём анализ рисунка 99 и таблицы 34. Величина σ_{xresid} для нижней маленькой области равна $49,2 \pm 2,0$ мкм. Значения σ_{xresid} для маленьких областей в верхней и нижней частях детектора с учётом статистической погрешности согласуются.

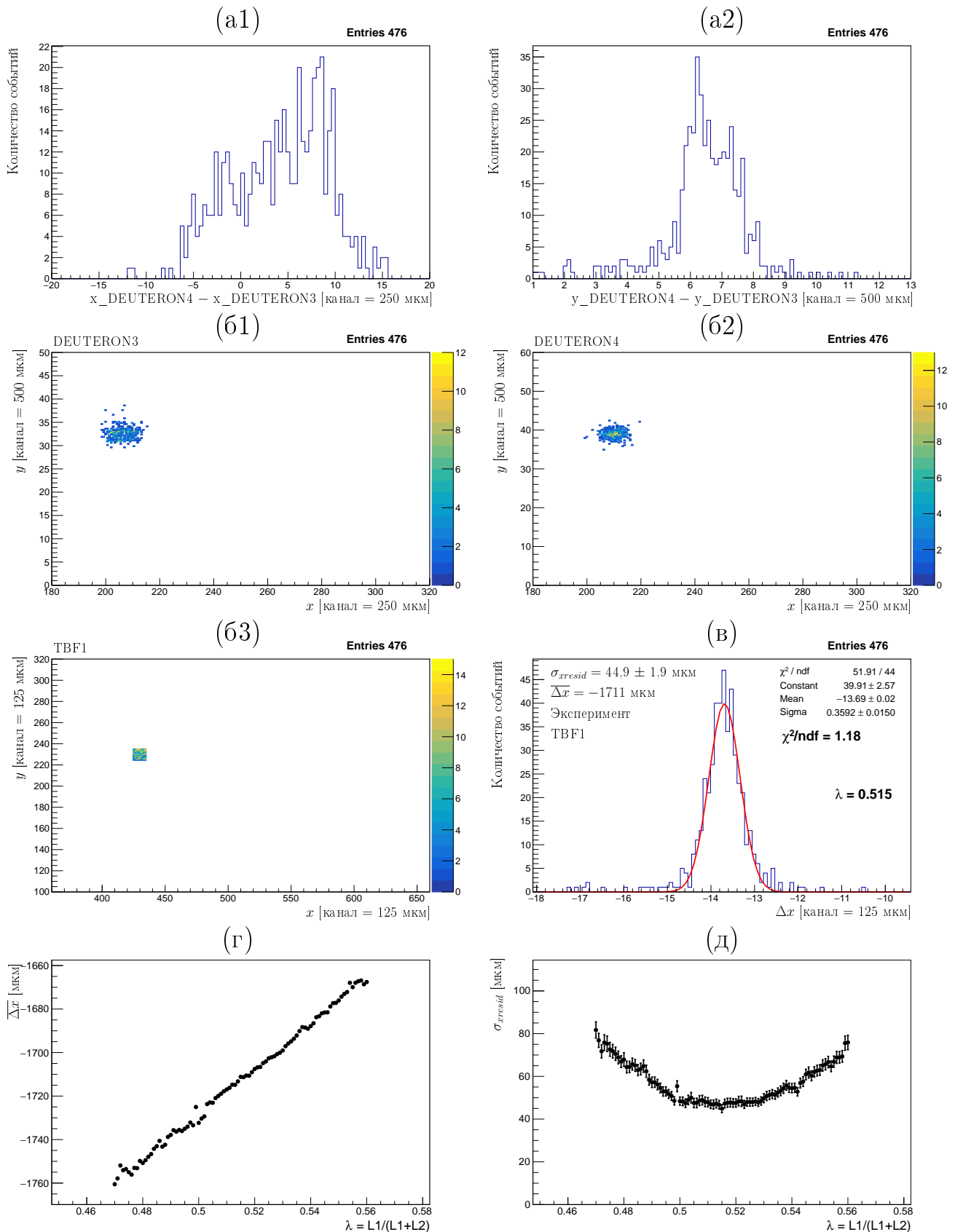


Рисунок 98 — Экспериментальные данные для маленькой верхней области детектора. Распределения событий по разности (a1) X -координат и (a2) Y -координат в крайних детекторах. Карта хитов в детекторах: (б1) DEUTERON3; (б2) DEUTERON4; (б3) TBF1. (в) Распределение событий по Δx . Результаты сканирования событий по параметру λ : (г) $\overline{\Delta x}(\lambda)$; (д) $\sigma_{xresid}(\lambda)$

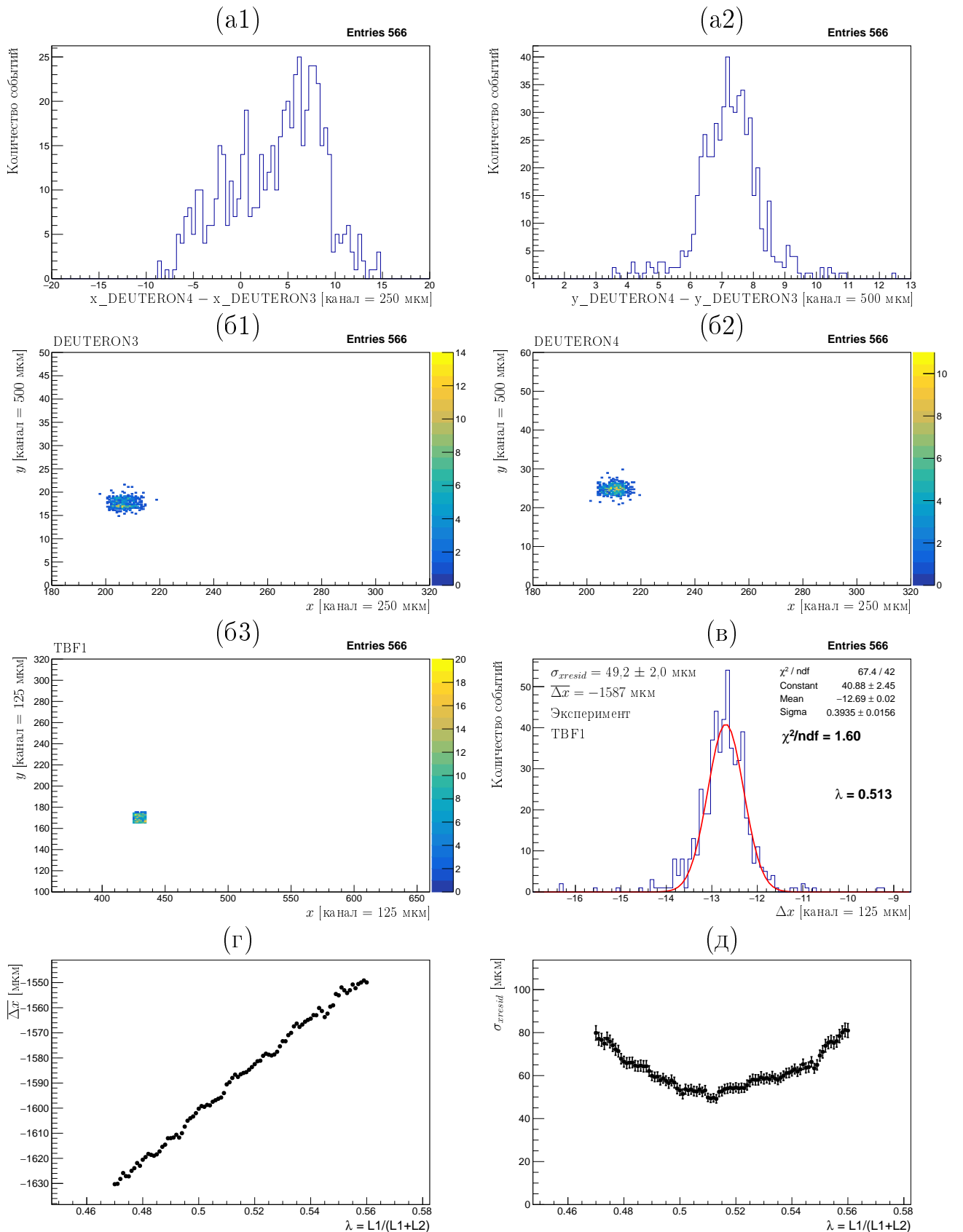


Рисунок 99 — Экспериментальные данные для маленькой нижней области детектора. Распределения событий по разности (a1) X -координат и (a2) Y -координат в крайних детекторах. Карта хитов в детекторах: (б1) DEUTERON3; (б2) DEUTERON4; (б3) TBF1. (в) Распределение событий по Δx . Результаты сканирования событий по параметру λ : (г) $\overline{\Delta x}(\lambda)$; (д) $\sigma_{xresid}(\lambda)$

Заметим, что статистическая погрешность измерения величины σ_{xresid} для маленьких областей составляет 2 мкм, а для больших областей: 0,5 мкм. Однако результаты для больших областей не позволяют корректно извлечь действительное значение собственного пространственного разрешения детектора по причине заметной систематической погрешности, обусловленной относительными поворотами детекторов. Признаком существования подобной систематической погрешности является качество аппроксимации, количественным отражением которого выступает значение χ^2/ndf . Из приведённых рассуждений следует, что малость статистической погрешности при аппроксимации сама по себе не означает точности измерения. Более надёжной гарантией правильности измерения является факт того, что значение $\chi^2/ndf \approx 1$. В то же время слишком маленькие значения χ^2/ndf также свидетельствуют о проблемах аппроксимации, которые могут быть связаны с завышением погрешностей, приписываемых экспериментальным данным.

Обсудим то, как относительные повороты детекторов технически влияют на измеряемое значение σ_{xresid} . Для этого надо заметить, что средние значения координатной разности существенно отличаются для микрообластей, расположенных на разных вертикальных уровнях. Если объединить события из двух таких разных микрообластей, то значение σ_{xresid} будет искусственно завышено. Большая по площади квадратная область включает в себя множество вертикальных микрообластей, расположенных на разных вертикальных уровнях. Таким образом, σ_{xresid} для большой области будет превышать σ_{xresid} для каждой микрообласти в отдельности из-за отличающихся средних значений координатной разности в микрообластях. Можно сказать, что разные средние значения маленьких распределений приводят к искажению стандартного отклонения объединённого распределения событий по координатной разности.

Опыт показывает, что эффективным средством подавления систематической погрешности за счёт относительных поворотов детекторов является выбор маленьких областей изучаемого детектора при анализе данных. Такие маленькие области называются здесь микрообластями. Площадь микрообласти должна быть минимальной настолько, насколько это возможно, чтобы только количество событий было достаточным для осуществления статистического анализа. Представляется правильным, чтобы выборка состояла как минимум из ста событий. В приведённых выше примерах на площади 10×10 квадратных каналов было сосредоточено порядка пяти сотен событий.

Отбор событий в разных микрообластях

Разделим верхнюю область детектора TBF1 на сорок квадратных микрообластей и приведём примеры отбора событий в некоторых из этих микрообластей, как показано на рисунке 100. Из рисунка 100 следует, что σ_{xresid} для разных микрообластей находится в пределах 45 – 50 мкм.

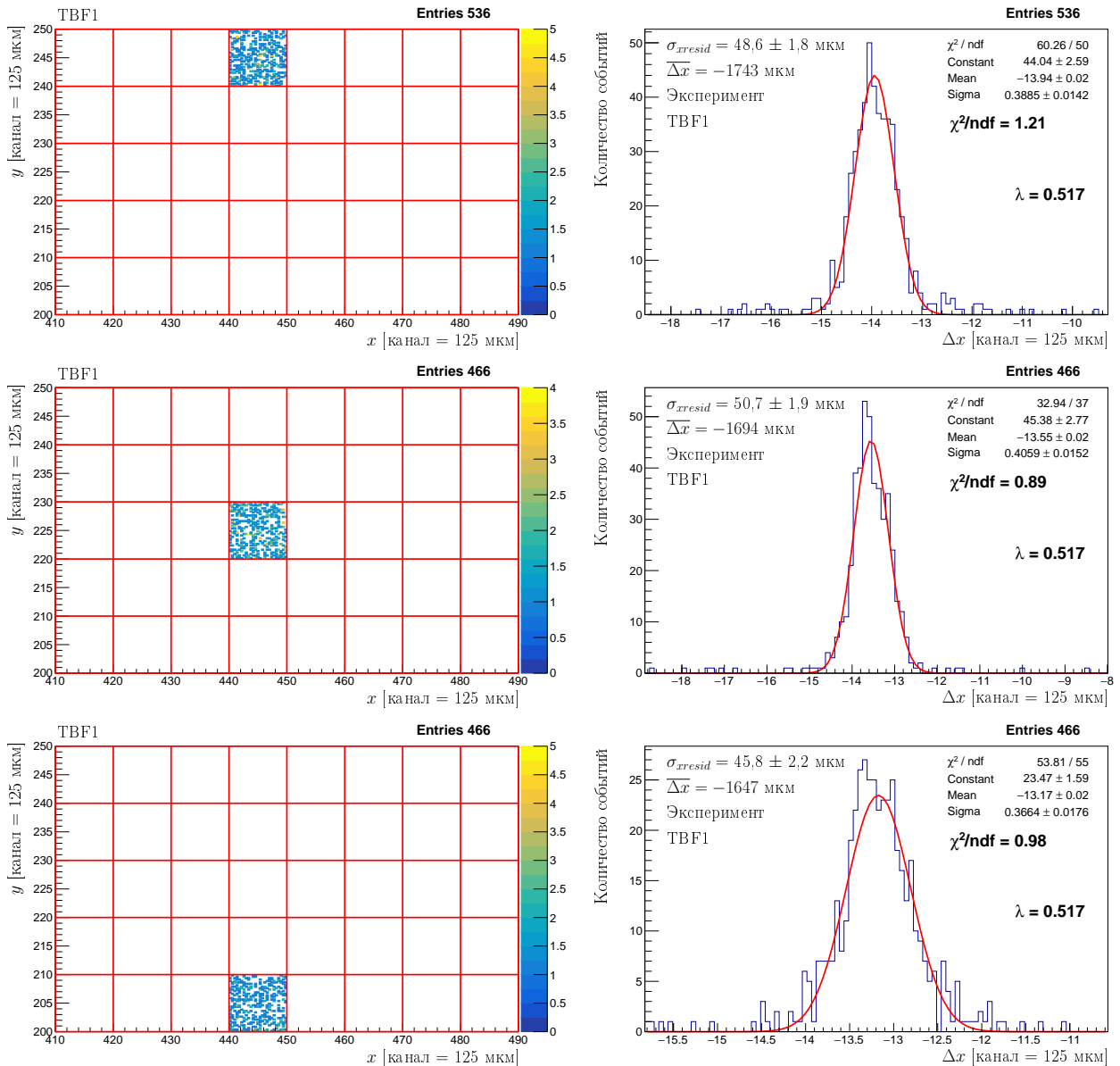


Рисунок 100 — Экспериментальные результаты для разных условий отбора событий. Слева — карта отобранных событий в областях изучаемого детектора. Справа — соответствующие отбору распределения событий по координатной разности

Извлечение параметра λ

Верхняя регистрирующая область детектора TBF1 была разделена на соток микрообластей, как показано на рисунке 101.

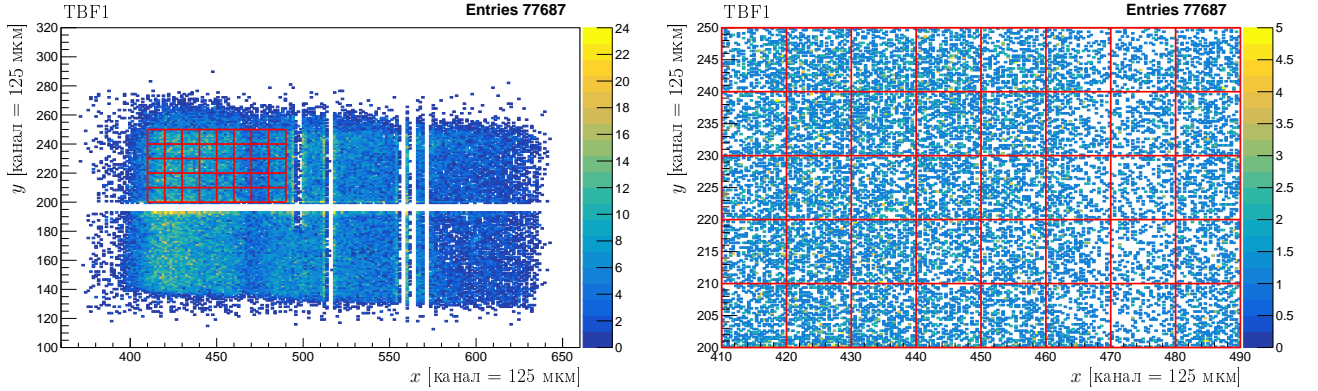


Рисунок 101 — Карта хитов, зарегистрированных детектором TBF1, представленная в двух масштабах с разбиением на микрообласти

Для событий в каждой микрообласти были выполнены следующие действия: проведено сканирование событий по параметру λ и вычислено значение λ_0 , обеспечивающее минимум функции $\sigma_{xresid}(\lambda)$; для полученного λ_0 было посчитано среднее значение распределения событий по координатной разности и рассчитан параметр аппроксимации χ^2/ndf . Результаты такого анализа в разных микрообластях представлены на рисунке 102.

Среднее значение параметра λ_0 по микрообластям, представленным на рисунке 102, было принято в качестве измеренного параметра λ . Погрешность измерения параметра λ была оценена как среднеквадратичное отклонение элементов выборки, составленной из значений λ в микрообластях. Результирующее экспериментальное значение параметра λ составляет:

$$\lambda = 0,515 \pm 0,008. \quad (4.136)$$

Из формулы (4.136) следует диапазон, в котором находится параметр λ :

$$\lambda \in [0,507, 0,523]. \quad (4.137)$$

Измеренный для параметра λ диапазон (4.137) будет применяться в дальнейшем исследовании систематических погрешностей.

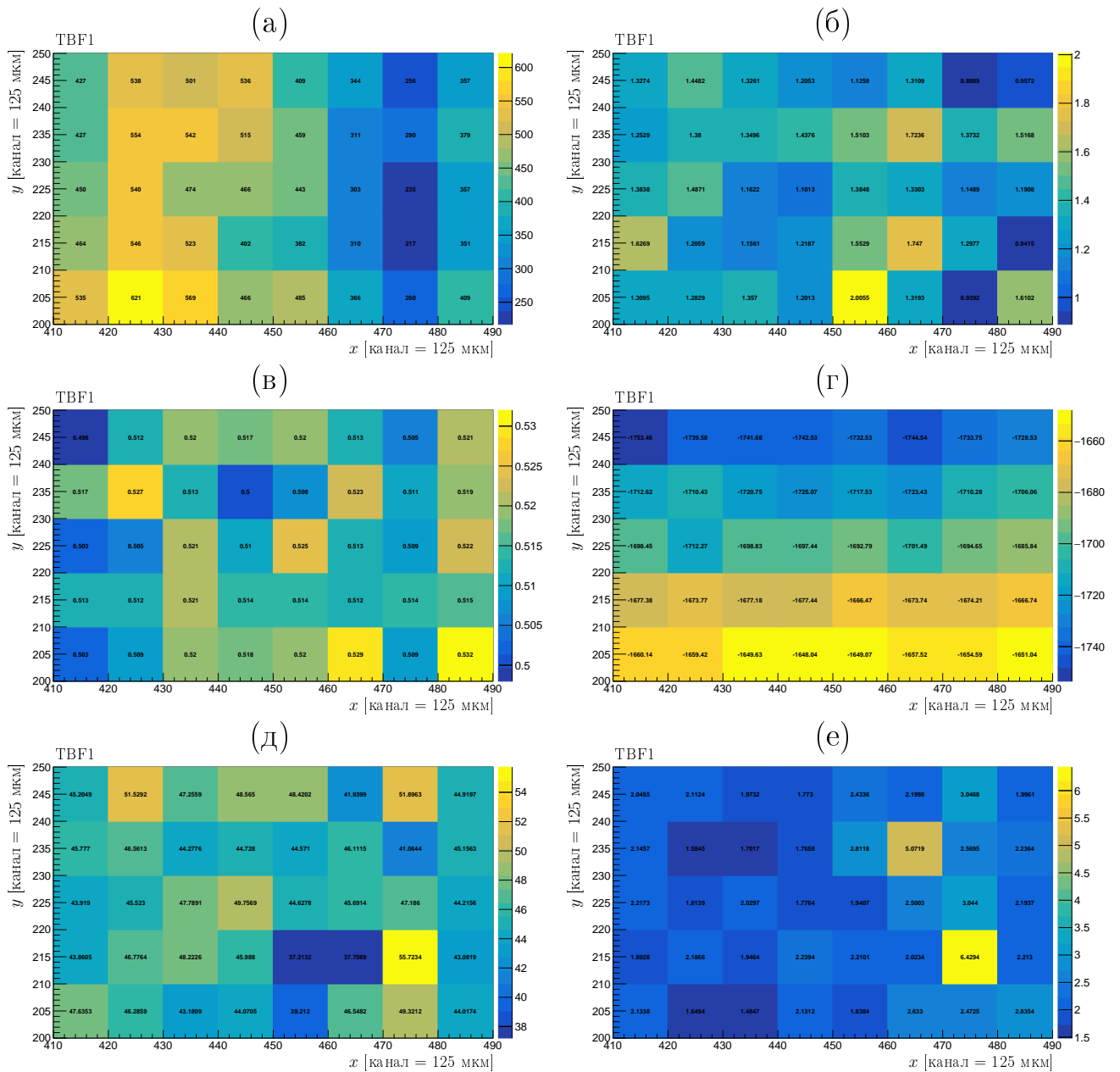


Рисунок 102 — Экспериментальные результаты статистического анализа событий в микрообластях детектора TBF1: (а) количество событий; (б) параметр χ^2/ndf аппроксимации распределения событий по координатной разности функцией распределения Гаусса; (в) параметр λ_0 , обеспечивающий минимальное значение функции $\sigma_{xresid}(\lambda)$; (г) величина $\overline{\Delta x}(\lambda_0)$ [мкм]; (д) величина $\sigma_{xresid}(\lambda_0)$ [мкм]; (е) погрешность величины $\sigma_{xresid}(\lambda_0)$ [мкм]

Сканирование событий по горизонтали

Если выбрать область по центру с протяжённостью 10 каналов по вертикали и расширять её вдоль горизонтали, значения σ_{xresid} и $\overline{\Delta x}$ практически

не изменяются. Данный экспериментальный факт представлен на рисунках 103 и 104.

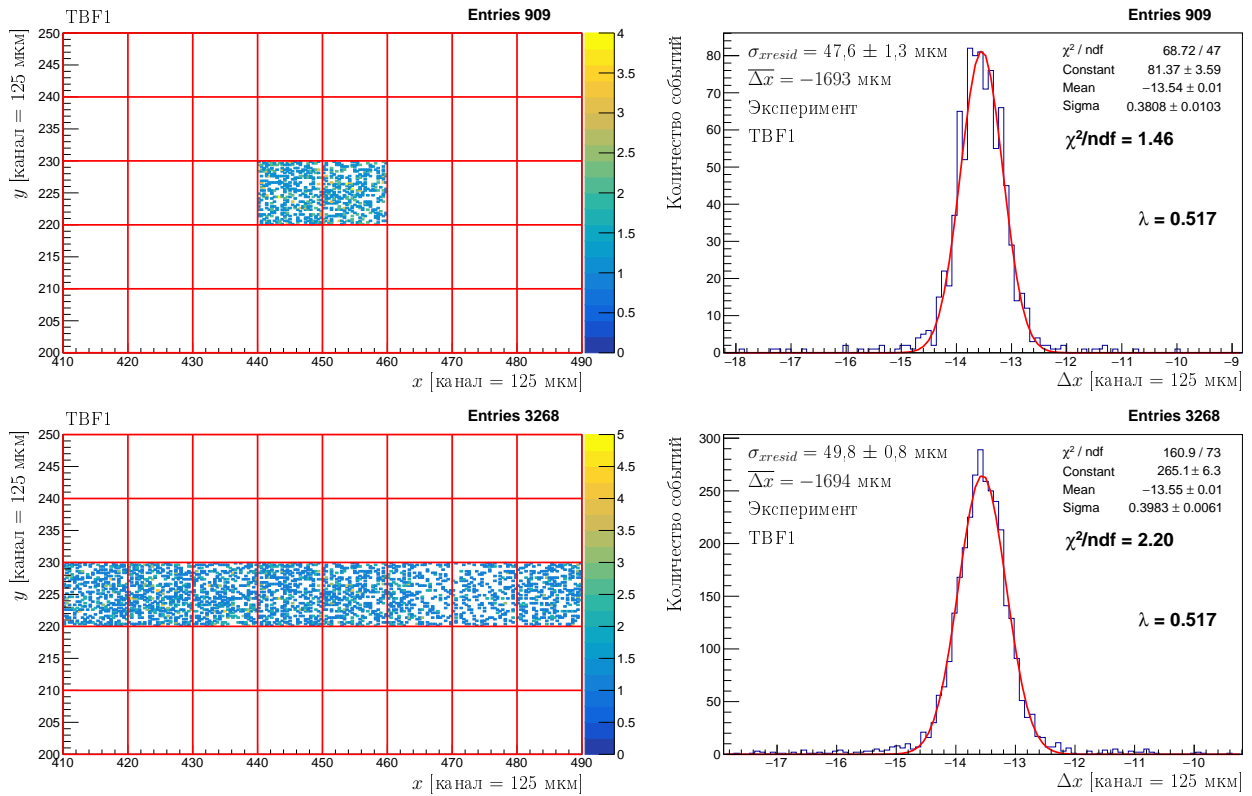


Рисунок 103 — Экспериментальные результаты для разных условий отбора событий. Слева — карта отобранных событий в областях изучаемого детектора. Справа — соответствующие отбору распределения событий по координатной разности

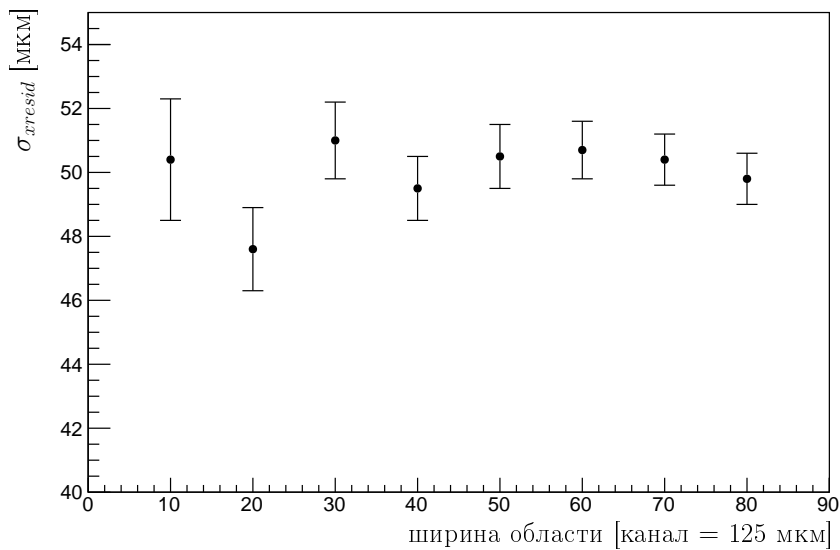


Рисунок 104 — Зависимость σ_{xresid} от ширины выбранной области при горизонтальном сканировании событий по областям изучаемого детектора

Отсутствие существенной зависимости σ_{xresid} и $\overline{\Delta x}$ от выбора области при горизонтальном сканировании объясняется минимизацией влияния относительных поворотов детекторов, когда вертикальные координаты центров выбираемых областей совпадают.

Сканирование событий по вертикали

Если выбрать область по центру с протяжённостью 10 каналов по горизонтали и расширять её вдоль вертикали, то значение σ_{xresid} заметно возрастает. Данный экспериментальный факт представлен на рисунках 105 и 106.

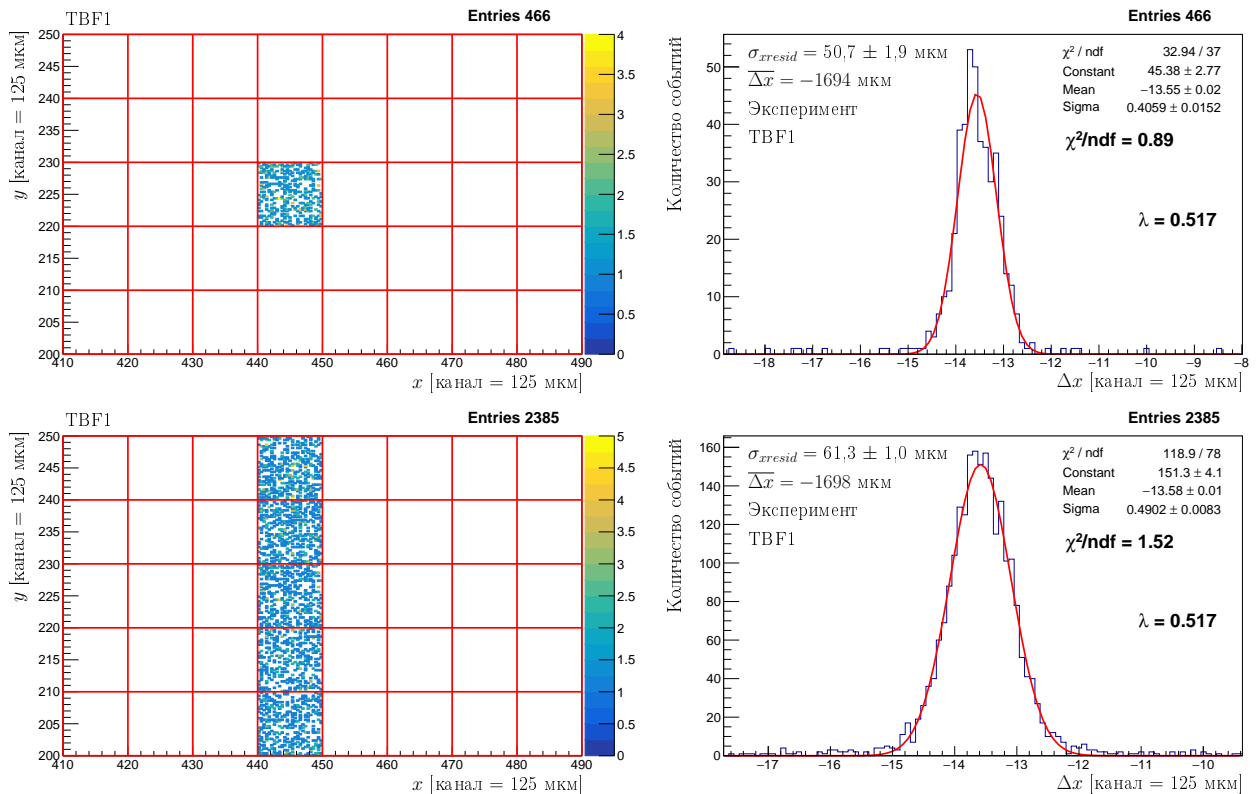


Рисунок 105 — Экспериментальные результаты для разных условий отбора событий. Слева — карта отобранных событий в областях изучаемого детектора. Справа — соответствующие отбору распределения событий по координатной разности

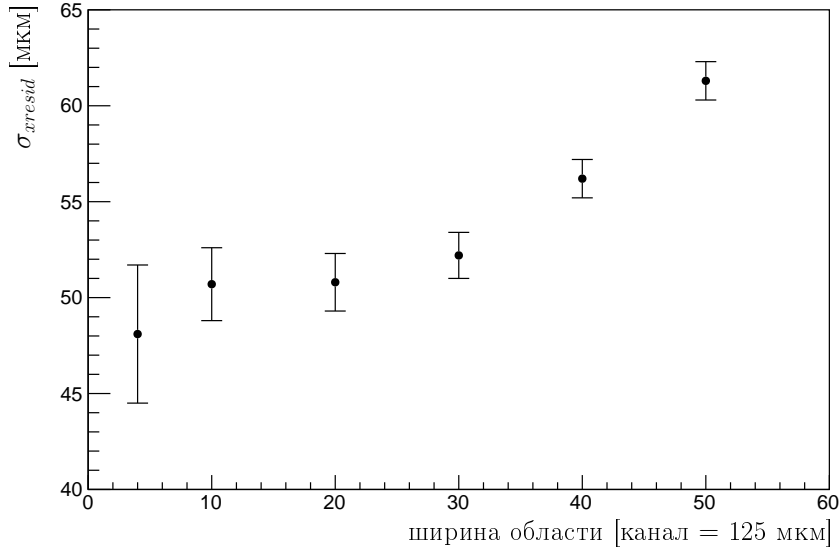


Рисунок 106 — Зависимость σ_{xresid} от ширины выбранной области при вертикальном сканировании событий по областям изучаемого детектора

Причина сильной зависимости σ_{xresid} от выбора области при вертикальном сканировании объясняется влиянием относительных поворотов детекторов, когда горизонтальные координаты центров выбираемых областей совпадают. Заметим, что одинаковые средние значения распределения событий по координатной разности $\overline{\Delta x}$ в данном случае являются следствием симметричного расширения областей по вертикали. Если же взять каждую микрообласть в отдельности, как на рисунке 100, то значения $\overline{\Delta x}$ в этих микрообластях будут существенно отличаться.

4.8.4 Сканирование событий по углу наклона треков

В данном подразделе выполнено сканирование событий по углу наклона треков. Вначале измерена зависимость $\sigma_{xresid}(\theta)$, а затем, после вычитания вкладов, определена зависимость собственного пространственного разрешения детектора от угла наклона треков $\sigma_{detector}(\theta)$.

Регистрируемый диапазон угла наклона треков

Оценим диапазон угла наклона треков, регистрируемых в эксперименте. Для этого выполним анализ представленного на рисунке 107 распределения событий по разности координат трека в крайних детекторах.

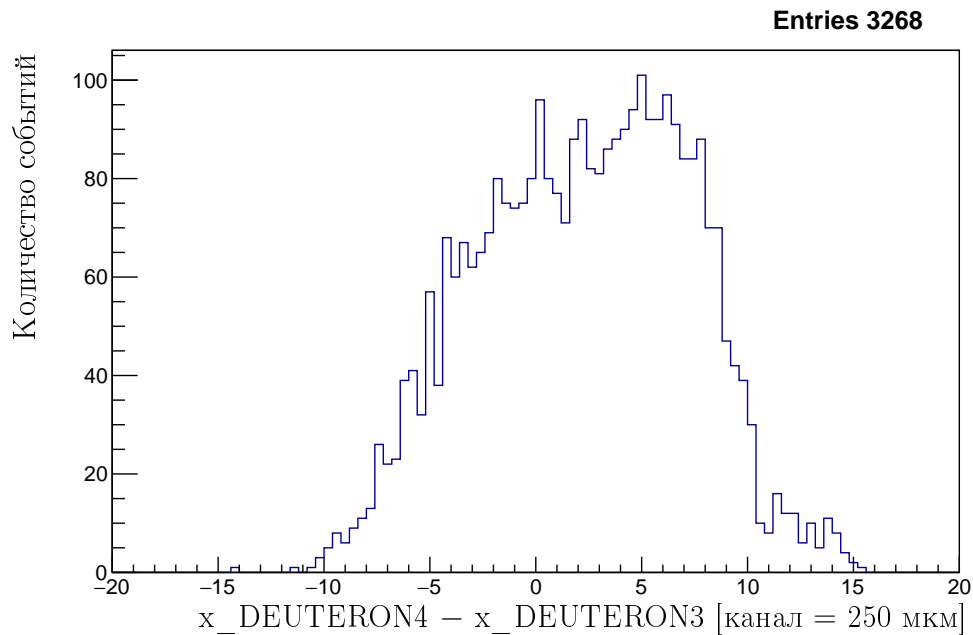


Рисунок 107 — Распределение событий по разности координат трека в крайних детекторах

Разность координат трека в крайних детекторах обозначим символом Δx_{track} :

$$\Delta x_{track} = x_DEUTERON4 - x_DEUTERON3. \quad (4.138)$$

Из рисунка 107 следует, что большинство событий находится в диапазоне:

$$\Delta x_{track} \in [-10, +10] \text{ каналов.} \quad (4.139)$$

В случае данных с детекторов для установки ДЕЙТРОН масштаб канала равен:

$$1 \text{ канал} = 250 \text{ мкм.} \quad (4.140)$$

Значение $\Delta x_{track} = 0$ соответствует нулевому углу наклона трека $\theta = 0$.

Расстояние между крайними детекторами равно:

$$L = L_1 + L_2 = (140 + 130) \text{ мм} = 270 \text{ мм}. \quad (4.141)$$

Угол наклона трека можно оценить по формуле:

$$\theta \approx \frac{\Delta x_{track}}{L}. \quad (4.142)$$

Тогда из формул (4.139), (4.140), (4.141), (4.142) следует оценка максимального угла наклона треков:

$$\theta_{max} \approx \frac{10 \cdot 250 \cdot 10^{-3} \text{ мм}}{270 \text{ мм}} \approx 9,3 \text{ мрад}. \quad (4.143)$$

Погрешность измерения угла наклона треков методом анализа координатной разности определяется шириной выбранного диапазона величины Δx_{track} .

Для повышения точности этот диапазон, с одной стороны, должен быть как можно меньше, но с другой стороны, данный диапазон должен вмещать достаточное количество событий для того, чтобы параметры аппроксимации распределения событий по координатной разности были статистически значимыми. На основе рисунка 107 выберем протяжённость диапазона равным 5 каналов. Тогда погрешность измерения среднего значения Δx_{track} для выбранного диапазона будет равна 2,5 канала и погрешность измерения угла наклона трека составит:

$$\Delta\theta \approx \frac{2,5 \cdot 250 \cdot 10^{-3} \text{ мм}}{270 \text{ мм}} \approx 2,3 \text{ мрад}. \quad (4.144)$$

Таким образом, с достаточной точностью можно представить, что горизонтальная шкала Δx_{track} [ch] на рисунке 107 численно равна шкале угла наклона трека θ [мрад].

Кроме того, из рисунка 48 следует, что ожидаемое изменение пространственного разрешения при варьировании угла наклона треков в пределах от -10 мрад до $+10$ мрад составляет приблизительно 5 мкм, что можно оценить как незначительное на фоне систематических погрешностей.

Распределение событий по координатной разности

Выполним отбор событий в центральной области изучаемого детектора и проведём сканирование координатной разности по параметру λ для отобранных событий. Соответствующие экспериментальные результаты представлены на рисунке 108. Далее будем отбирать события с углом наклона трека в разных диапазонах, измеряя при этом значения σ_{xresid} , как показано в примерах на рисунках 109 – 112.

Для извлечения собственного пространственного разрешения детектора $\sigma_{detector}$ из величины σ_{xresid} будем применять формулу (4.68). Параметры, влияющие на расчёт значения $\sigma_{detector}$, приведены в таблице 35. Экспериментальные результаты измерения зависимостей $\sigma_{xresid}(\theta)$ и $\sigma_{detector}(\theta)$ представлены в таблице 36.

Таблица 35 — Диапазон значений параметров, применяемых для расчёта собственного пространственного разрешения детектора ТВF1.

Параметр	Минимум	Максимум
X/X_0	0,25%	0,30%
$\beta_{ср}$	980 МэВ	1020 МэВ
L	268 мм	272 мм
$\sigma_{\theta MS}$	0,515 мрад	0,592 мрад
σ_{xMS}	34,5 мкм	40,3 мкм

Таблица 36 — Экспериментальные значения σ_{xresid} и $\sigma_{detector}$ для детектора ТВF1 в зависимости от угла наклона регистрируемых треков.

θ [мрад]	σ_{xresid} [мкм]	$\sigma_{detector}$ [мкм]
$-7,5 \pm 2,5$	$47,8 \pm 3,4$	$23,0 \pm 7,8$
$-2,5 \pm 2,5$	$47,0 \pm 1,2$	$22,6 \pm 4,9$
$+2,5 \pm 2,5$	$50,1 \pm 1,4$	$26,8 \pm 4,4$
$+7,5 \pm 2,5$	$49,3 \pm 1,5$	$25,7 \pm 4,7$

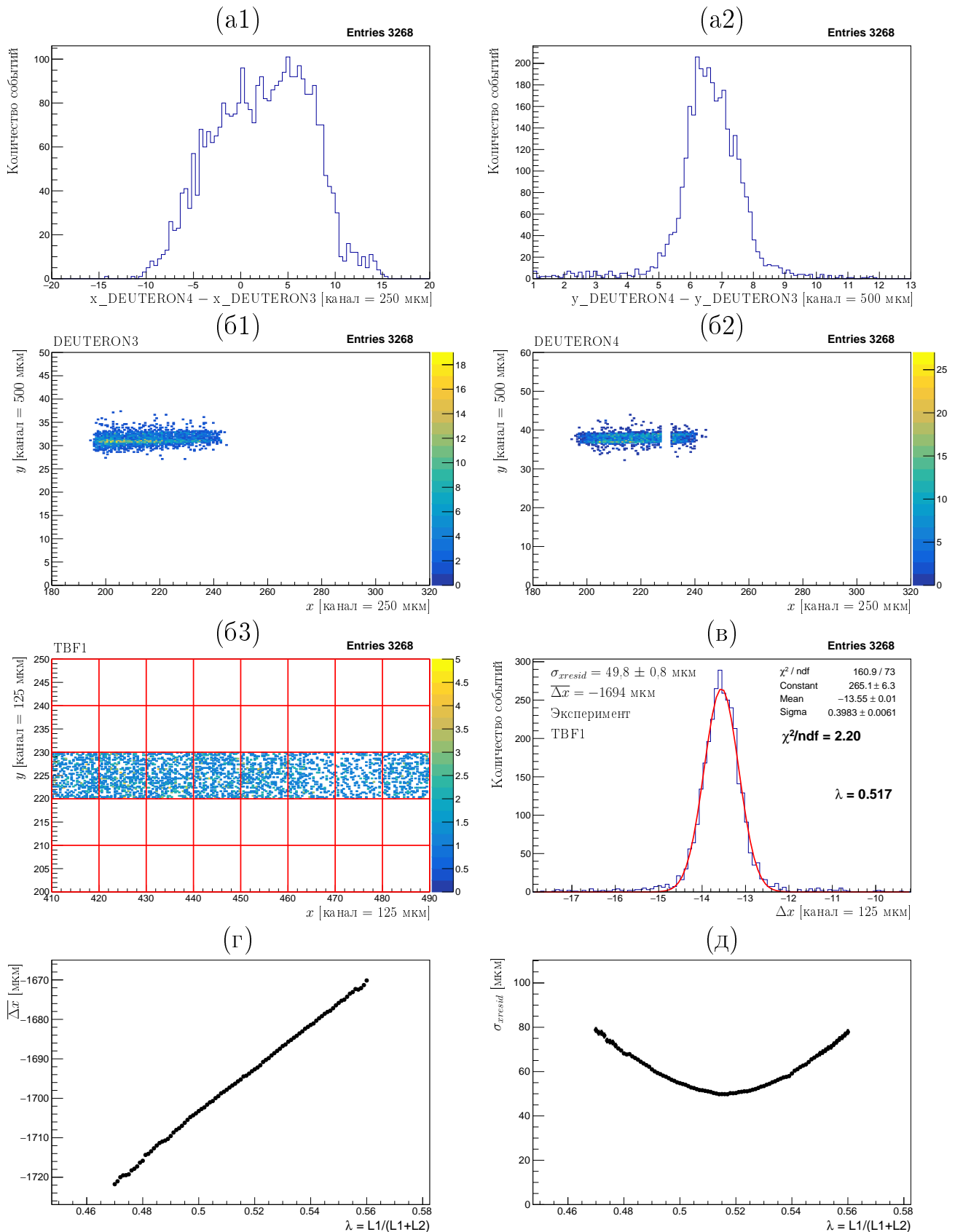


Рисунок 108 — Экспериментальные данные для событий в узкой полосе детектора. Распределения событий по разности (a1) X -координат и (a2) Y -координат в крайних детекторах. Карта хитов в детекторах: (б1) DEUTERON3; (б2) DEUTERON4; (б3) TBF1. (в) Распределение событий по Δx . Результаты сканирования событий по параметру λ : (г) $\overline{\Delta x}(\lambda)$; (д) $\sigma_{xresid}(\lambda)$

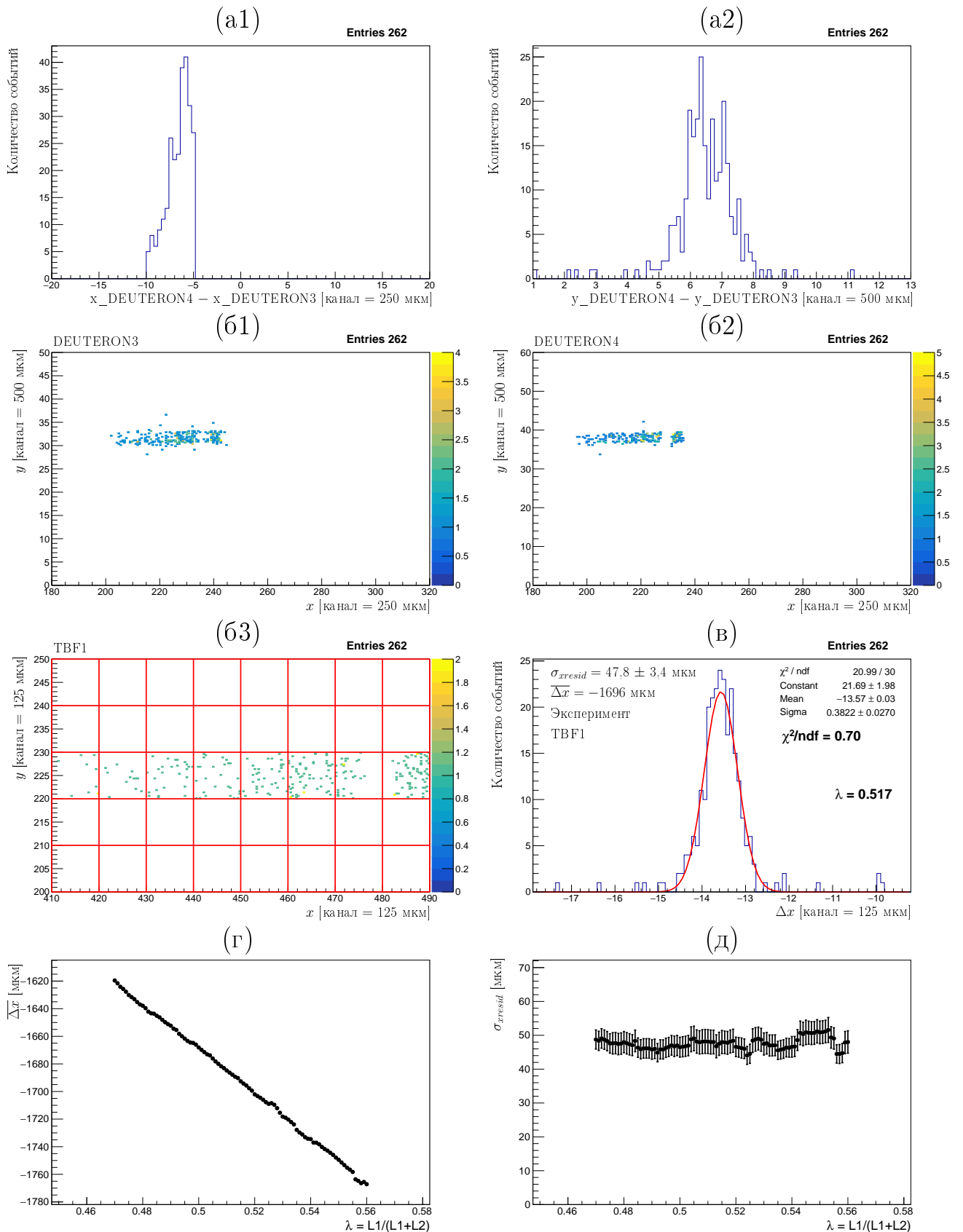


Рисунок 109 — Экспериментальные данные для событий в диапазоне $\Delta x_{track} \in [-10, -5]$ [канал]. Распределения событий по разности (a1) X -координат и (a2) Y -координат в крайних детекторах. Карта хитов в детекторах: (б1) DEUTERON3; (б2) DEUTERON4; (б3) TBF1. (в) Распределение событий по Δx . Результаты сканирования событий по параметру λ : (г) $\overline{\Delta x}(\lambda)$; (д) $\sigma_{xresid}(\lambda)$

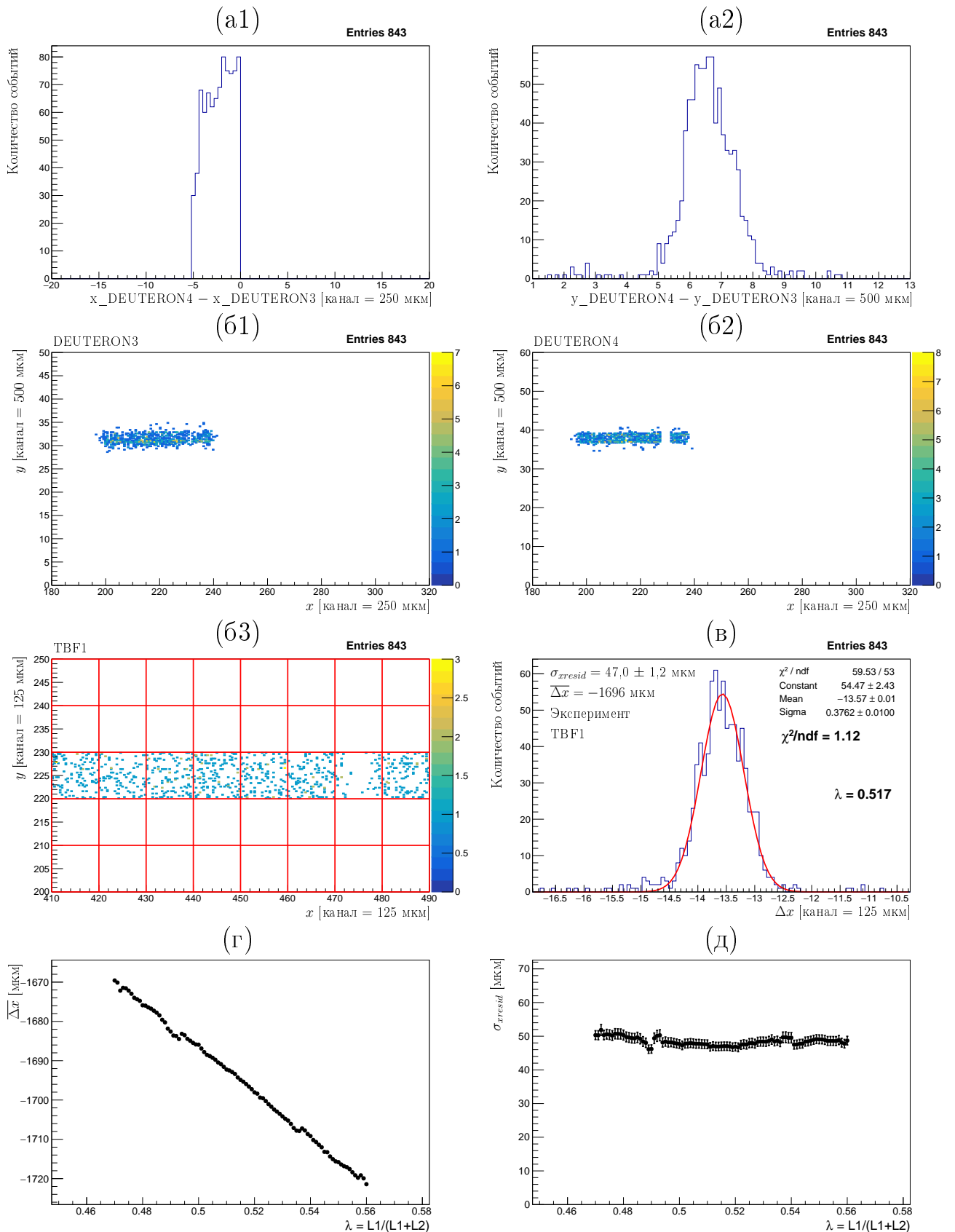


Рисунок 110 — Экспериментальные данные для событий в диапазоне $\Delta x_{track} \in [-5, 0]$ [канал]. Распределения событий по разности (a1) X-координат и (a2) Y-координат в крайних детекторах. Карта хитов в детекторах: (б1) DEUTERON3; (б2) DEUTERON4; (б3) TBF1. (в) Распределение событий по Δx . Результаты сканирования событий по параметру λ : (г) $\overline{\Delta x}(\lambda)$; (д) $\sigma_{xresid}(\lambda)$

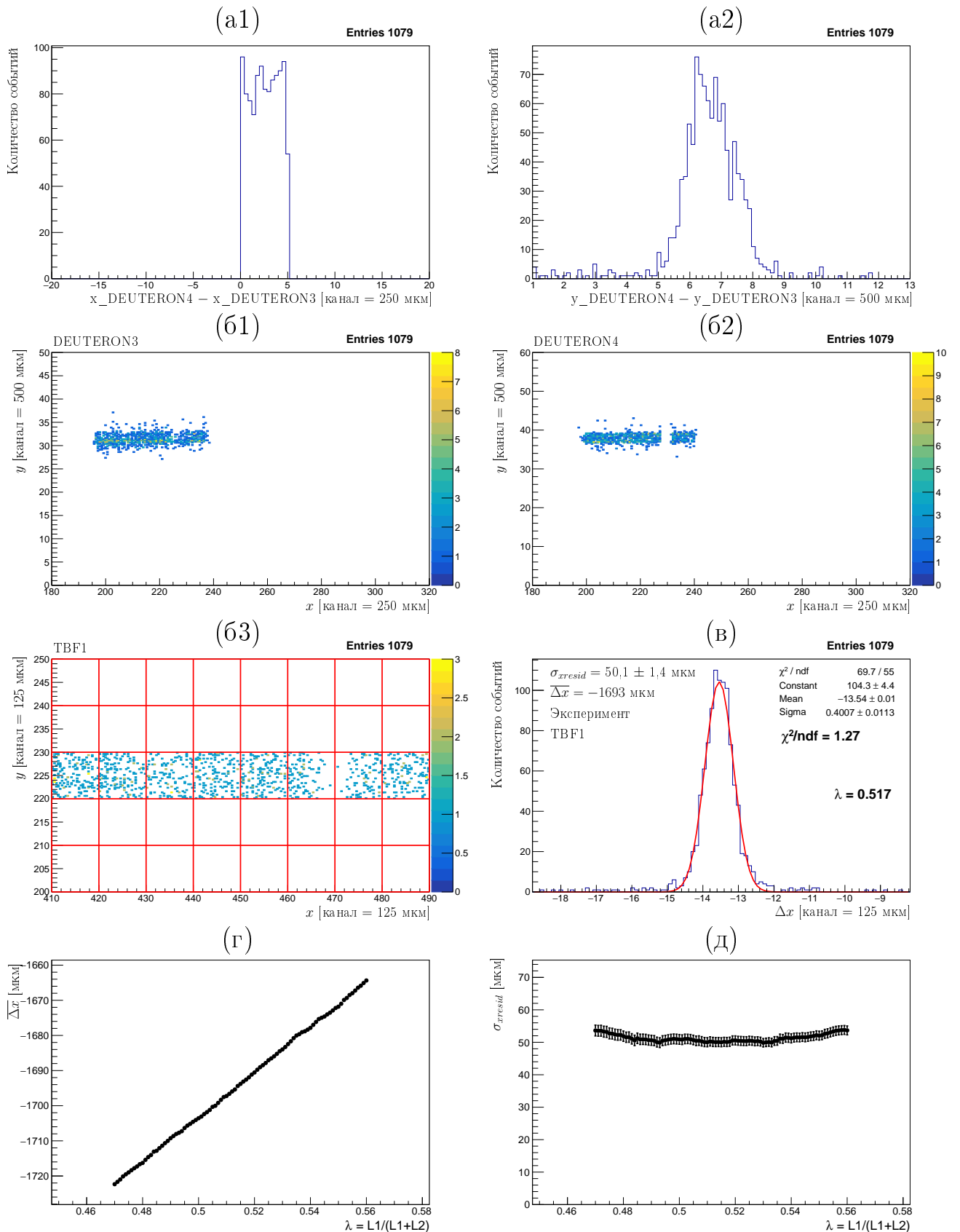


Рисунок 111 — Экспериментальные данные для событий в диапазоне $\Delta x_{track} \in [0, +5]$ [канал]. Распределения событий по разности (a1) X -координат и (a2) Y -координат в крайних детекторах. Карта хитов в детекторах: (б1) DEUTERON3; (б2) DEUTERON4; (б3) TBF1. (в) Распределение событий по Δx . Результаты сканирования событий по параметру λ : (г) $\overline{\Delta x}(\lambda)$; (д) $\sigma_{xresid}(\lambda)$

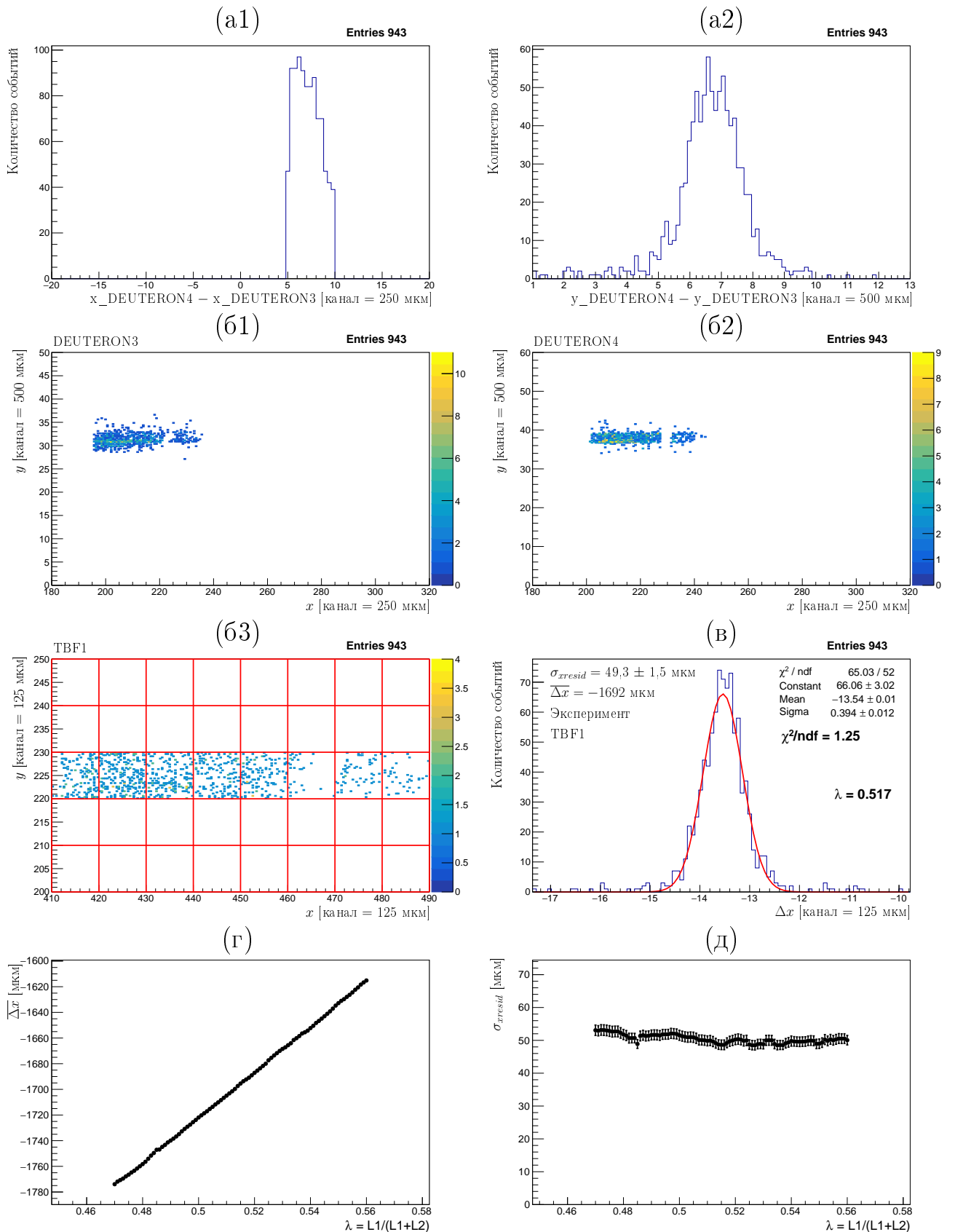


Рисунок 112 — Экспериментальные данные для событий в диапазоне $\Delta x_{track} \in [+5, +10]$ [канал]. Распределения событий по разности (a1) X -координат и (a2) Y -координат в крайних детекторах. Карта хитов в детекторах: (б1) DEUTERON3; (б2) DEUTERON4; (б3) TBF1. (в) Распределение событий по Δx . Результаты сканирования событий по параметру λ : (г) $\overline{\Delta x}(\lambda)$; (д) $\sigma_{xresid}(\lambda)$

4.8.5 Результаты эксперимента

Выполним аппроксимацию экспериментальной зависимости собственного пространственного разрешения изучаемого детектора от угла наклона треков, представленную в таблице 36. Аппроксимирующую функцию зададим формулой (4.69):

$$\sigma_{detector}(\theta) = \sqrt{\sigma_0^2 + \left(\frac{d \cdot \operatorname{tg}(\theta)}{\sqrt{12}}\right)^2}. \quad (4.145)$$

Свободным параметром аппроксимации будет значение пространственного разрешения детектора для ортогональных треков:

$$\sigma_0 = \sigma_{detector}(0). \quad (4.146)$$

Зафиксированным параметром будет толщина дрейфового промежутка детектора:

$$d = 4,5 \text{ мм}. \quad (4.147)$$

Результат аппроксимации представлен на рисунке 113.

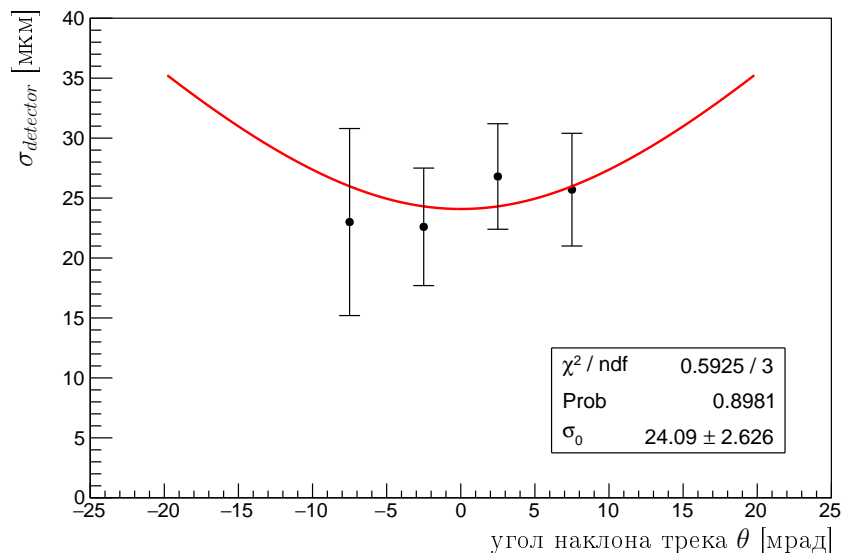


Рисунок 113 — Аппроксимация экспериментальной зависимости собственного пространственного разрешения детектора TBF1 от угла наклона треков

Из рисунка 113 следует, что среднее значение пространственного разрешения детектора ТВF1 для ортогональных треков составляет 24,1 мкм. Статистическая погрешность по результатам аппроксимации равна 2,6 мкм. Значение систематической погрешности примем равным 5,5 мкм — это усреднённая погрешность экспериментальных точек на рисунке 113. Таким образом, итоговый результат измерения собственного пространственного разрешения детектора на основе ГЭУ для Тестового пучка при регистрации ортогональных треков составляет:

$$\sigma_{detector}^{exp} = 24,1 \pm 2,6(\text{стат.}) \pm 5,5(\text{сист.}) \text{ мкм.} \quad (4.148)$$

Обобщая и округляя экспериментальные результаты, можно утверждать, что собственное пространственное разрешение детекторов на основе ГЭУ находится на уровне 15 – 30 мкм.

4.9 Сравнение моделирования с экспериментом

Сравнение результатов моделирования и эксперимента для зависимости величины σ_{xresid} от угла наклона треков представлено на рисунке 114.

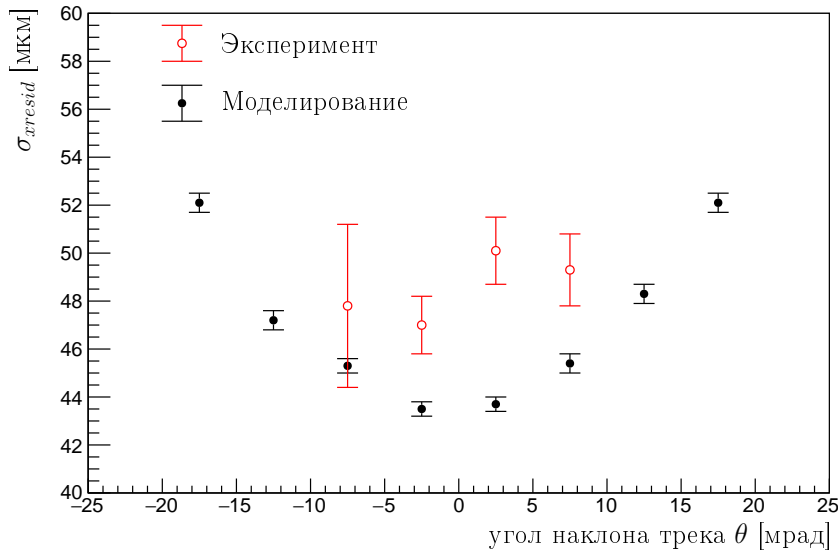


Рисунок 114 — Стандартное отклонение распределения событий по координатной разности в моделировании и эксперименте в зависимости от угла наклона регистрируемых треков

Из рисунка 114 следует, что экспериментальные результаты систематически выше моделирования. Это связано с влиянием относительных поворотов детекторов: анализируемая область при отборе событий имеет конечную площадь, поэтому повороты неизбежно оказывают влияние, завышая величину σ_{xresid} .

Сравнение теории, моделирования и эксперимента для зависимости собственного пространственного разрешения детектора ТВF1 от угла наклона треков представлено на рисунке 115.

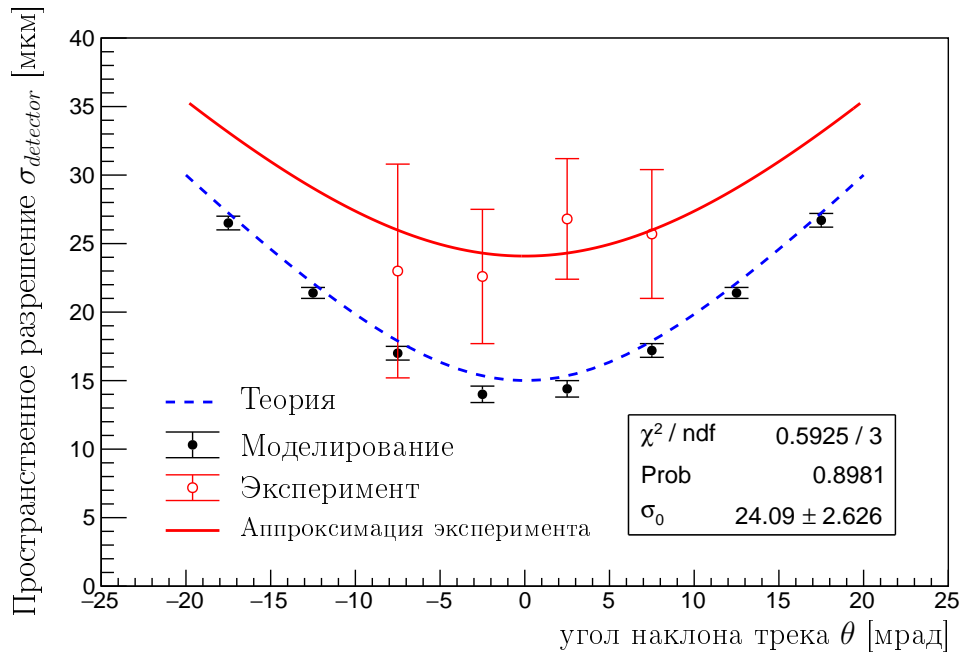


Рисунок 115 — Собственное пространственное разрешение детектора ТВF1 на основе ГЭУ для Тестового пучка в теории, моделировании и эксперименте в зависимости от угла наклона регистрируемых треков

Из рисунка 115 следует, что обобщённые теоретические и экспериментальные результаты изучения пространственного разрешения детекторов на основе ГЭУ не противоречат друг другу. При регистрации треков с углом наклона от -10 мрад до $+10$ мрад собственное пространственное разрешение детекторов находится на уровне $15 - 20$ мкм в моделировании и на уровне $15 - 30$ мкм в эксперименте. Систематическое завышение экспериментальных результатов по сравнению с моделированием связано с практически неустранимой погрешностью, определяемой относительными поворотами детекторов.

4.10 Теоретический анализ вычитания вкладов

Обобщая полученные в настоящей главе результаты, выполним теоретический анализ вычитания вкладов многократного рассеяния и ограниченного пространственного разрешения трековых детекторов для извлечения собственного пространственного разрешения изучаемого детектора.

Применяя формулу (4.68), построим графики с зависимостью собственного пространственного разрешения детектора $\sigma_{detector}$ от величины σ_{xresid} при различных значениях вклада многократного рассеяния σ_{xMS} . Данные графики представлены на рисунке 116.

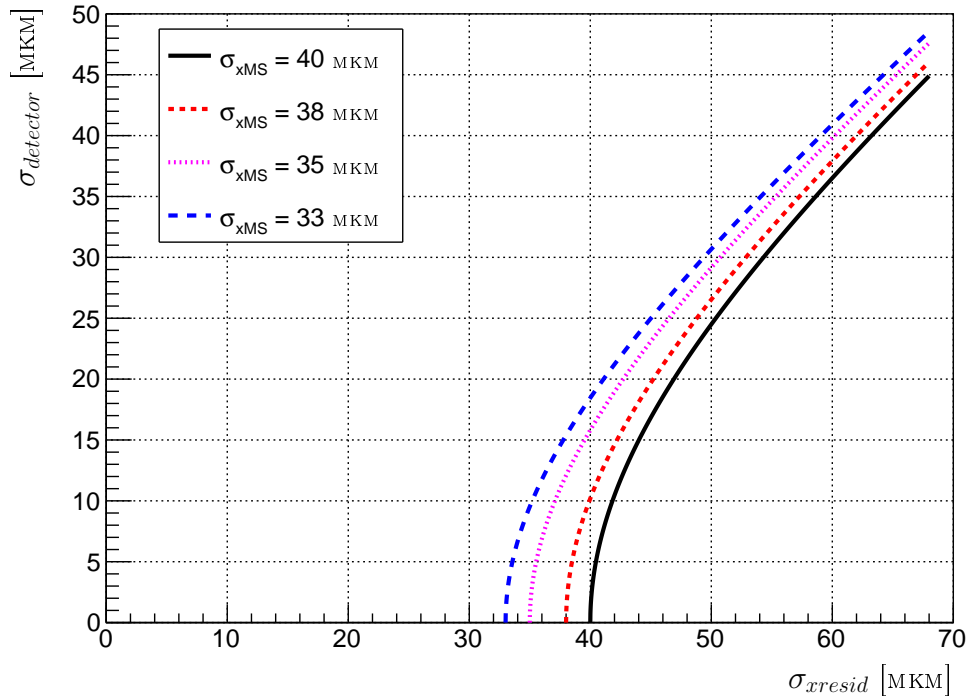


Рисунок 116 — Теоретическая зависимость $\sigma_{detector}$ от σ_{xresid} при разных σ_{xMS}

Из рисунка 116 следует, что зависимость пространственного разрешения $\sigma_{detector}$ от величины σ_{xresid} является достаточно резкой. Изучим, например, график $\sigma_{detector}(\sigma_{xresid})$ для $\sigma_{xMS} = 40$ мкм. При изменении величины σ_{xresid} в диапазоне от 44 мкм до 50 мкм, пространственное разрешение $\sigma_{detector}$ возрастает с 15 мкм до 25 мкм. Если $\sigma_{xresid} = 47$ мкм, то $\sigma_{detector} = 20$ мкм. Резкость зависимости $\sigma_{detector}(\sigma_{xresid})$ приводит к заметной погрешности при выяснении пределов собственного пространственного разрешения детектора.

4.11 Выводы к главе 4

Исследовано пространственное разрешение детекторов на основе ГЭУ в рамках численного моделирования и в эксперименте.

Вначале было проведено моделирование в программе GEANT4, а затем было построено параметрическое моделирование. В каждом случае был исследован вариант работы детектора отдельном режиме и в составе трековой системы. В моделировании исследовались детекторы двух разных типов: детекторы для установки ДЕЙТРОН и детекторы для Тестового пучка. Результаты разных видов моделирования согласуются между собой.

Из обобщённых результатов моделирования следует, что пространственное разрешение детекторов для установки ДЕЙТРОН и детекторов для Тестового пучка находится на одинаковом уровне и составляет 15 – 20 мкм.

В моделировании была установлена возможность корректировки дифференциальной нелинейности метода центра тяжести, которая может улучшать пространственное разрешение до уровня 10 мкм.

Пространственное разрешение детектора в эксперименте было измерено на пучке релятивистских электронов в схеме с двумя трековыми детекторами. Пространственное разрешение извлекалось из распределения событий по координатной разности путём вычитания вклада многократного рассеяния и ограниченного пространственного разрешения трековых детекторов. Наибольший вклад в стандартное отклонение распределения событий по координатной разности вносит эффект многократного рассеяния регистрируемых частиц в материале изучаемого детектора, составляя 35 – 40 мкм.

В эксперименте обнаружено систематическое завышение стандартного отклонения распределения событий по координатной разности, которое связано с влиянием относительных поворотов детекторов. Масштаб таких поворотов по оценкам составляет 1° . В рамках работы было доказано, что для подавления эффекта поворотов требуется выбирать события из минимальных по площади областей изучаемого детектора.

Экспериментальные значения собственного пространственного разрешения детекторов на основе трёхкаскадных ГЭУ находятся уровне 15 – 30 мкм при регистрации ортогональных треков заряженных частиц.

Глава 5. Внутренний трекер Супер Чарм-Тау Фабрики

В данной главе описано моделирование различных вариантов внутреннего трекера детектора будущей Супер Чарм-Тау Фабрики на примере регистрации заряженных пи-мезонов. Далее изложены результаты моделирования влияния объёмного заряда ионов на искажение траектории электронов ионизации в рабочем газе внутреннего трекера на основе время-проекционной камеры.

5.1 Исследование вариантов внутреннего трекера

Внутренний трекер детектора будущей Супер Чарм-Тау Фабрики, расположенный между вакуумной трубой и дрейфовой камерой, предназначен для измерения импульса мягких адронов, дополнения измерения импульса частиц в дрейфовой камере, регистрации вторичных вершин короткоживущих частиц [74]. Внутренний трекер имеет форму полого цилиндра длиной 60 см с внутренним диаметром 3 см и внешним диаметром 40 см. Внутренний объём время-проекционной камеры разделён на две равные части плоским катодом, поэтому время-проекционная камера фактически состоит из двух независимых частей, длина каждой из которых равна 30 см.

На рисунке 117 представлено распределение по поперечному импульсу положительно заряженных пи-мезонов, рождающихся в реакции электрон-позитронной аннигиляции в DD^* ¹. Распределение имеет пик при значениях импульса 50 МэВ/с. Таким образом, важно установить, каким должен быть внутренний трекер, чтобы с его помощью можно было зарегистрировать пи-мезоны с минимально возможным импульсом.

Применяя программу DD4HEP, было проведено моделирование [75] прохождения заряженных пи-мезонов через материал детектора в направлении, перпендикулярном оси пучков. Изучались следующие варианты внутреннего трекера:

1. четырёхслойный кремниевый детектор;
2. четырёхслойный детектор на основе ГЭУ;

¹Данное моделирование выполнил В. С. Воробьёв.

3. время-проекционная камера:

- а) с толстой внутренней стенкой;
- б) с тонкой внутренней стенкой.

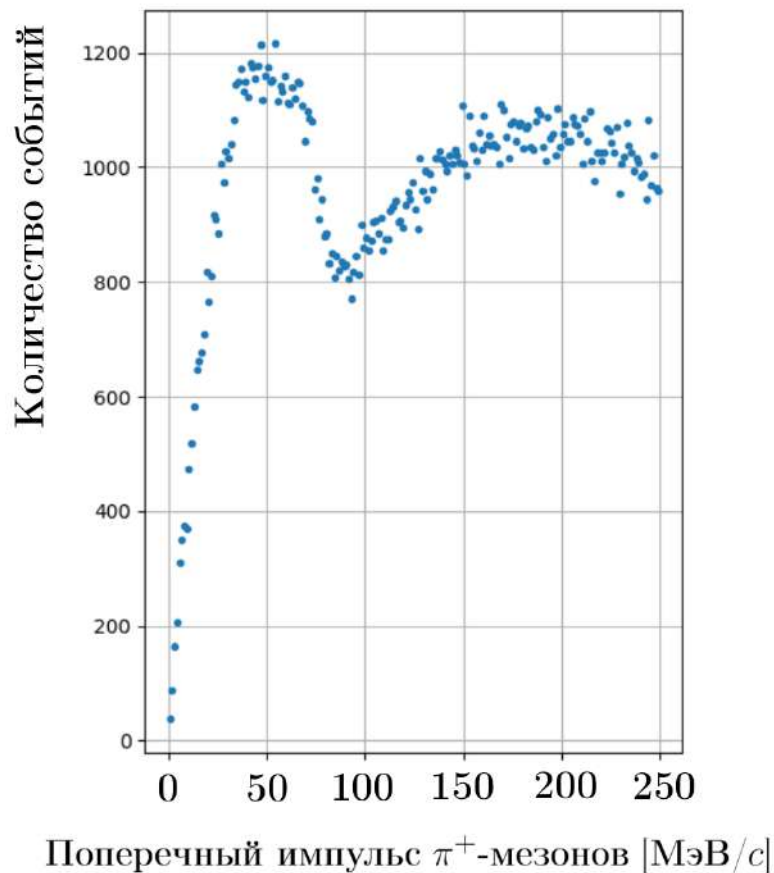


Рисунок 117 — Распределение пи-мезонов в процессе $e^+e^- \rightarrow DD^*$ по поперечному импульсу, полученное в моделировании

В каждом варианте моделирования вакуумная труба представляла собой цилиндр, составленный из трёх слоёв, толщина и материалы которых показаны в таблице 37.

Параметры одного слоя кремниевого детектора показаны в таблице 38.

Внутренние полости слоёв трёхкаскадных ГЭУ соответствующего варианта внутреннего трека были заполнены газом $\text{Ar}(75\%)\text{-CO}_2(25\%)$ при атмосферном давлении. Толщина дрейфового промежутка составляла 3,0 мм, а толщина обоих транспортных и индукционного промежутков была равна 1,5 мм. Наличие отверстий в ГЭУ было учтено снижением на 20% плотности веществ, как показано в таблице 9.

Вне цилиндрических слоёв ГЭУ и вне цилиндрических слоёв кремния располагался воздух при стандартных условиях. Слои были расположены на одинаковом расстоянии друг от друга, как показано на рисунках 118 и 119.

Таблица 37 — Материалы вакуумной трубы в моделировании.

Материал	Толщина
Бериллий	1,5 мм
Парафин	0,5 мм
Бериллий	1,5 мм

Таблица 38 — Материалы одного слоя четырёхслойного кремниевого детектора в моделировании.

Материал	Толщина
Кремний	320 мкм
Углерод	400 мкм

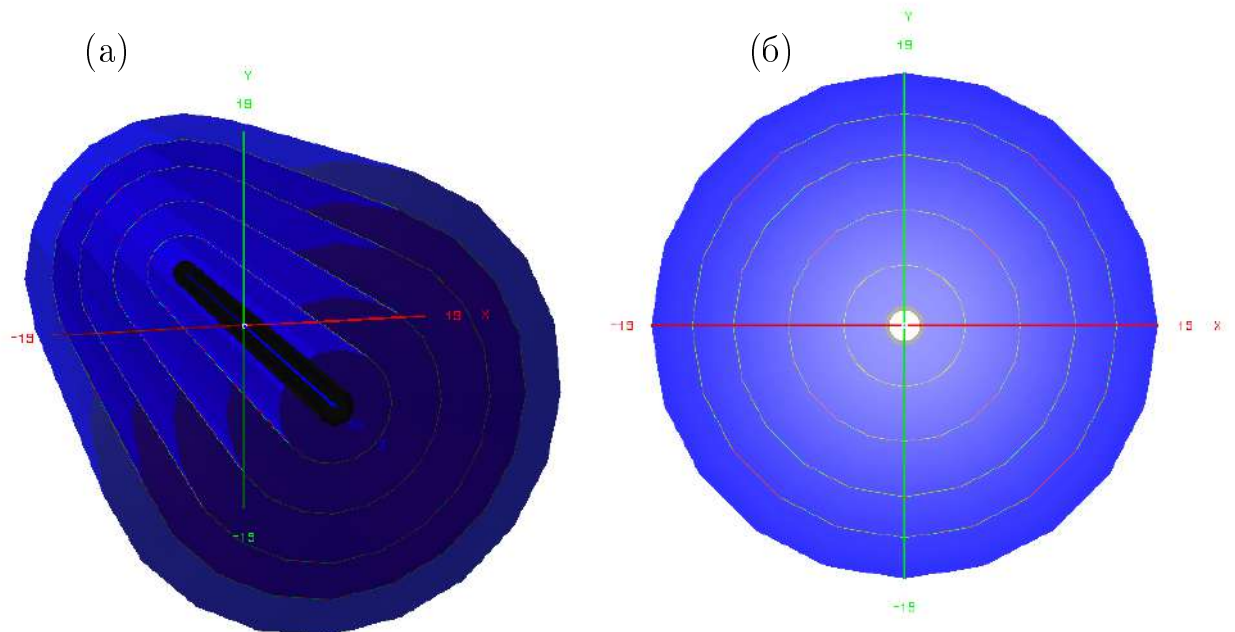


Рисунок 118 — Внутренний трекер на основе четырёх кремниевых слоёв в моделировании: (а) вид сбоку; (б) вид с торца

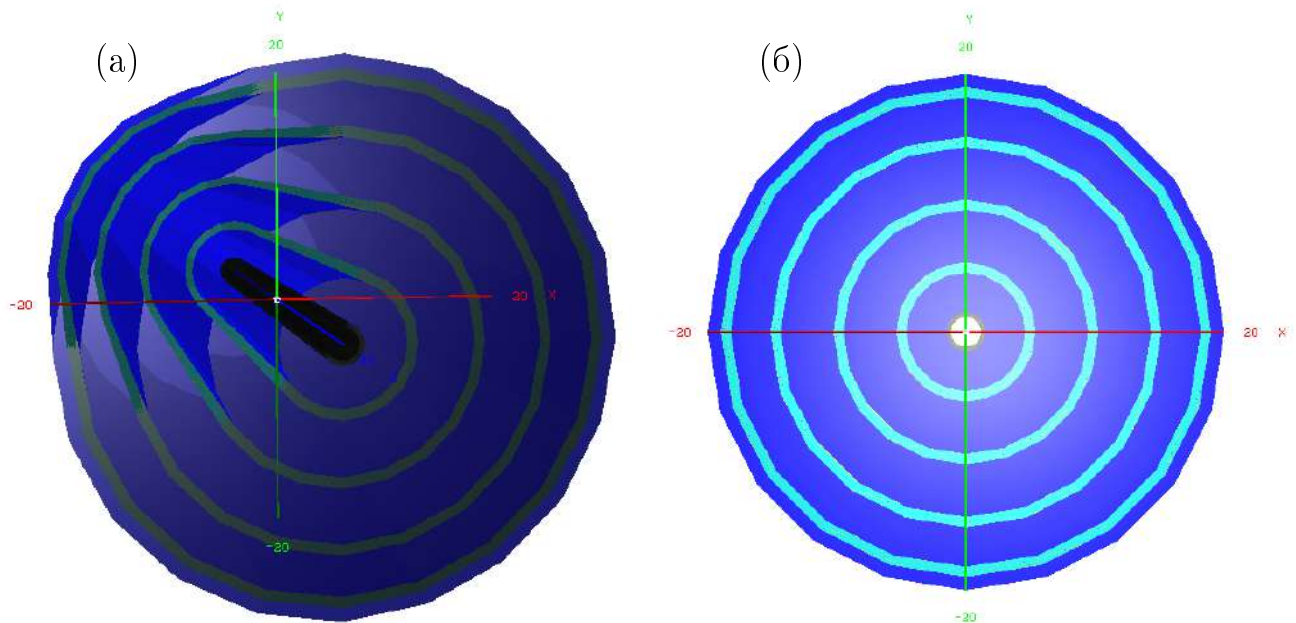


Рисунок 119 — Внутренний трекер на основе четырёх слоёв трёхкаскадных ГЭУ в моделировании: (а) вид сбоку; (б) вид с торца

Время-проекционная камера представлена на рисунке 120. Внутренний объём время-проекционной камеры в моделировании был заполнен газом $\text{Ar}(80\%)\text{-CO}_2(20\%)$ при атмосферном давлении.

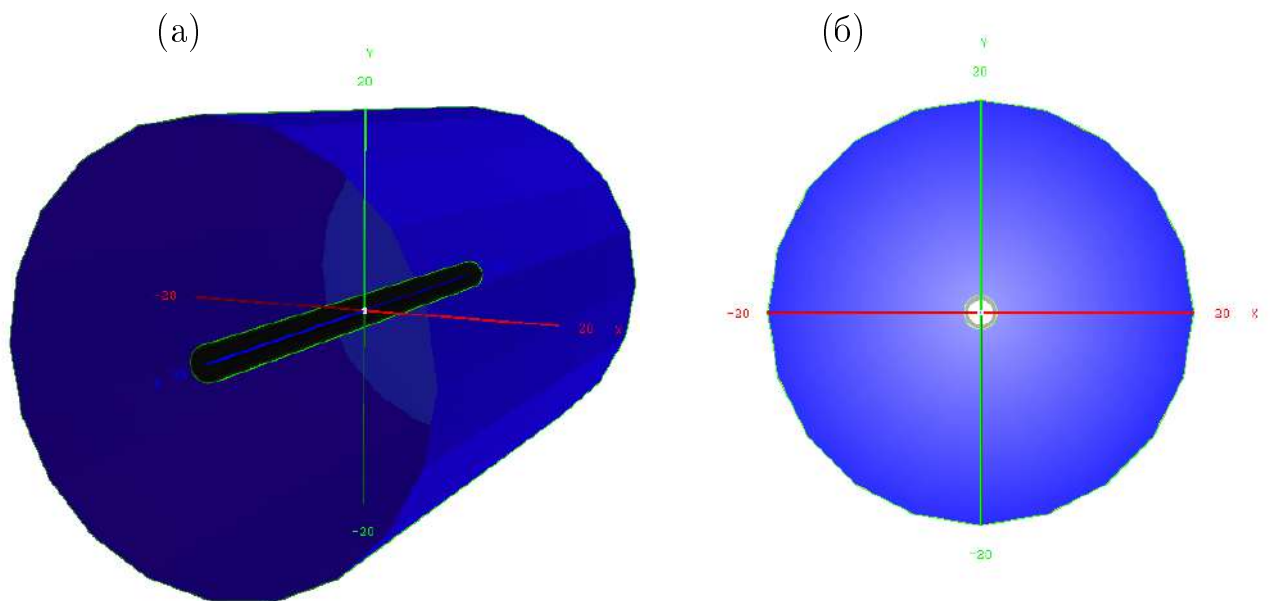


Рисунок 120 — Внутренний трекер на основе время-проекционной камеры в моделировании: (а) вид сбоку; (б) вид с торца

Материальный состав внешней стенки время-проекционной камеры представлен в таблице 39.

Таблица 39 — Материалы внешней стенки время-проекционной камеры в моделировании.

Материал	Толщина
Медь	5 мкм
Тефлон	100 мкм
Стеклотекстолит G10	1 мм

Материалы внутренней стенки время-проекционной камеры для двух разных вариантов моделирования представлены в таблицах 40 и 41.

Таблица 40 — Материалы внутренней стенки время-проекционной камеры в моделировании. Вариант толстой стенки.

Материал	Толщина
Стеклотекстолит G10	1 мм
Тефлон	100 мкм
Медь	15 мкм

Таблица 41 — Материалы внутренней стенки время-проекционной камеры в моделировании. Вариант тонкой стенки.

Материал	Толщина
Каптон	50 мкм
Тефлон	100 мкм
Медь	5 мкм

Результаты моделирования прохождения заряженного пи-мезона через материалы внутреннего трека на основе различных технологий представлены на рисунках 121, 122, 123.

Детектор в моделировании находился в магнитном поле 1,5 Тл, направленном вдоль оси пучков. Вектор начального импульса пи-мезона в каждом случае был перпендикулярен оси пучков.

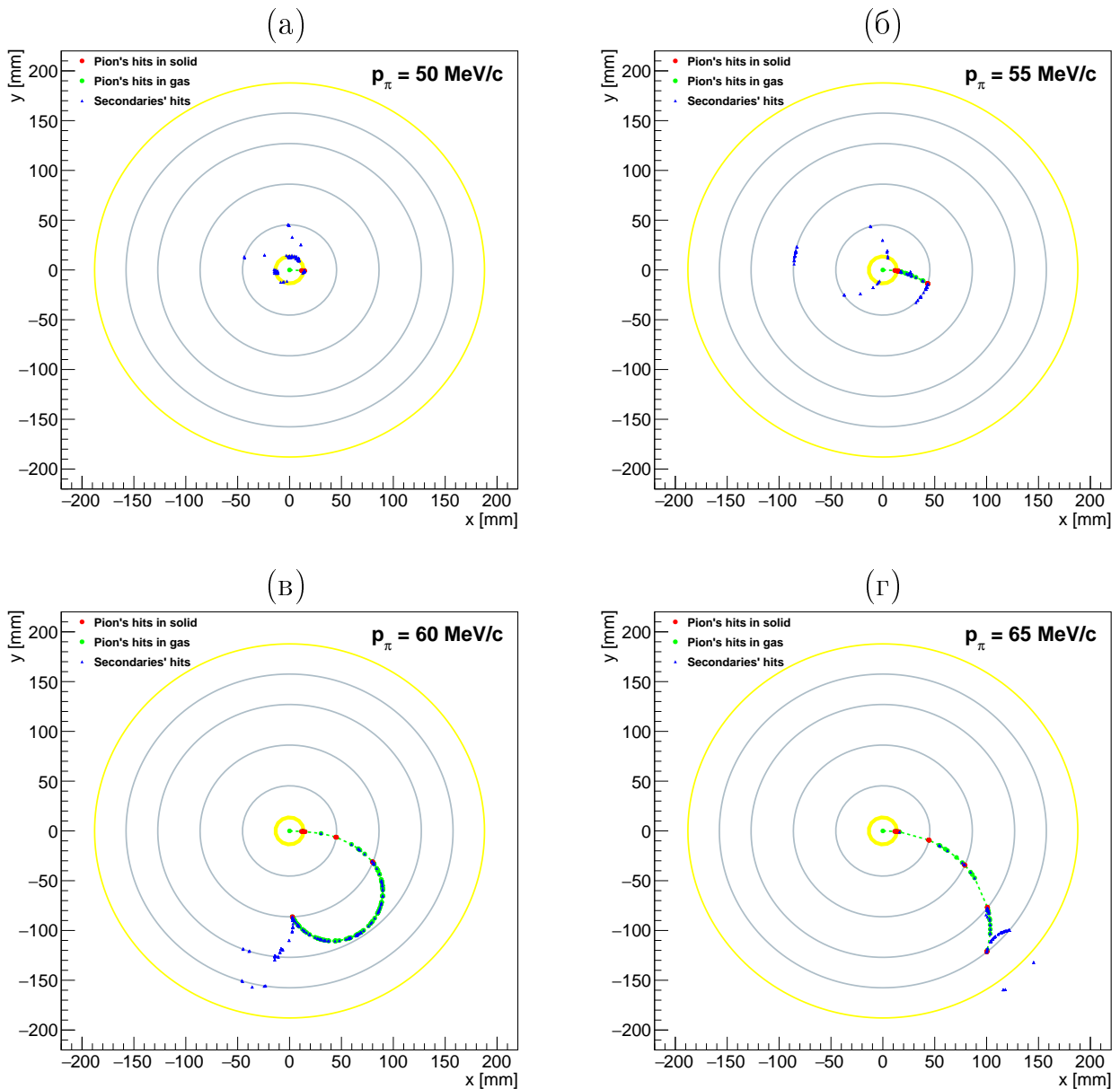


Рисунок 121 — Результаты моделирования прохождения пи-мезона через материал внутреннего трекера на основе четырёх слоёв кремния для следующих значений начального импульса пи-мезона: (а) 50 МэВ/с; (б) 55 МэВ/с; (в) 60 МэВ/с; (г) 65 МэВ/с. Энерговыделения первичного заряженного пи-мезона в твёрдом материале детектора показаны красными кругами, энерговыделения пи-мезона в воздухе показаны зелёными кругами, энерговыделения вторичных частиц показаны синими треугольниками

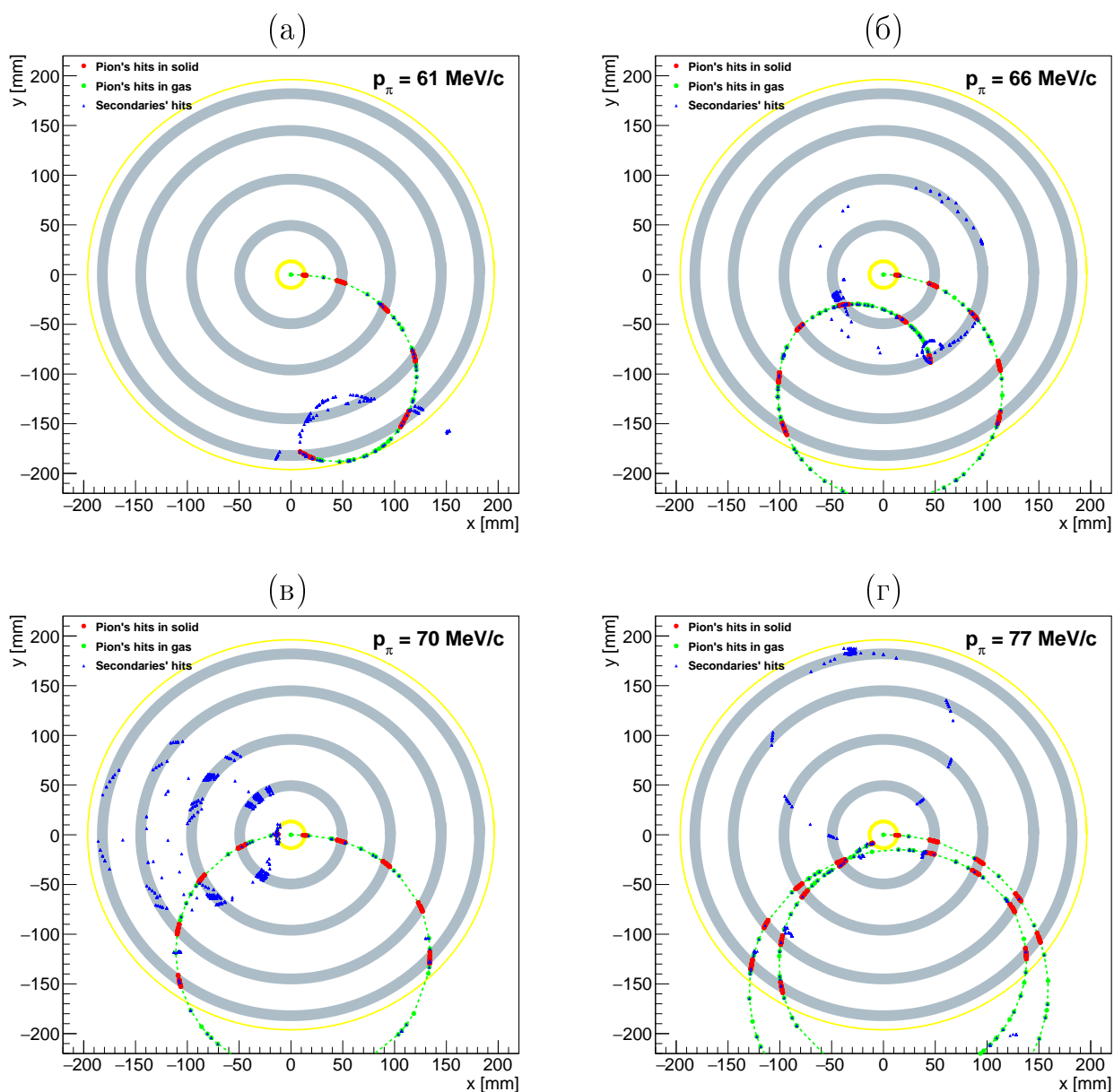


Рисунок 122 — Результаты моделирования прохождения пи-мезона через материал внутреннего трекера на основе четырёх слоёв трёхкаскадных ГЭУ для следующих значений начального импульса пи-мезона: (а) 61 МэВ/с; (б) 66 МэВ/с; (в) 70 МэВ/с; (г) 77 МэВ/с. Энерговыведения первичного заряженного пи-мезона в ГЭУ и вакуумной трубе показаны красными кругами, энерговыведения пи-мезона в воздухе показаны зелёными кругами, энерговыведения вторичных частиц показаны синими треугольниками

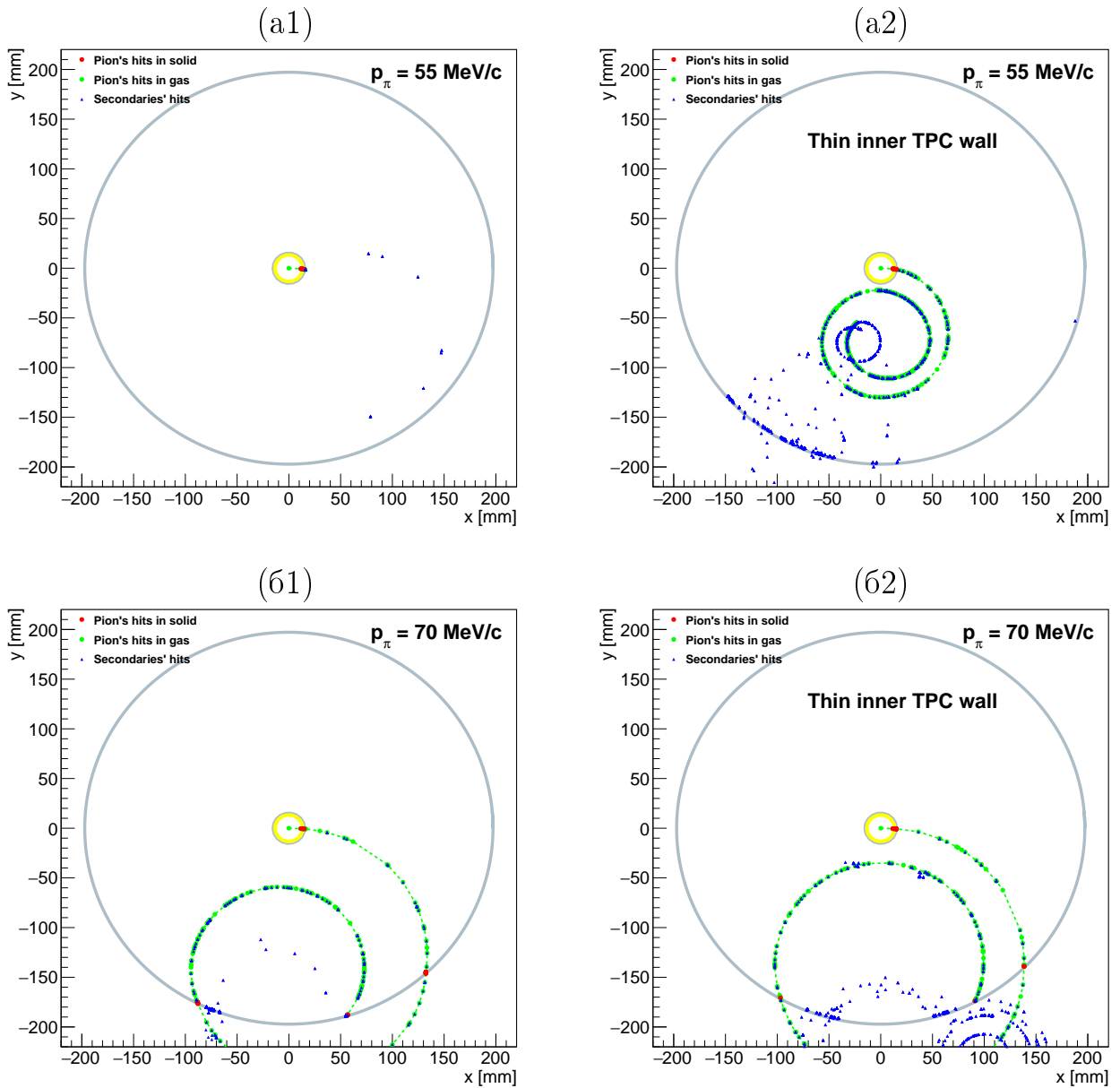


Рисунок 123 — Результаты моделирования прохождения пи-мезона через материал внутреннего трека на основе время-проекционной камеры для различного начального импульса пи-мезона и разных вариантов внутренней стенки. Начальный импульс пи-мезона 55 МэВ/с: (а1) толстая стенка; (а2) тонкая стенка. Начальный импульс пи-мезона 70 МэВ/с: (б1) толстая стенка; (б2) тонкая стенка. Энерговыведения первичного заряженного пи-мезона в стенках показаны красными кругами, энерговыведения пи-мезона в рабочем газе показаны зелёными кругами, энерговыведения вторичных частиц показаны синими треугольниками

Результаты моделирования демонстрируют, что пи-мезоны с начальным импульсом до 50 МэВ/с не могут пройти через вакуумную трубу (состоящую из 3 мм бериллия и 0,5 мм парафина) и поэтому они не могут быть зарегистри-

рованы. Пи-мезоны с импульсом, превышающим 65 МэВ/с, оставляют энергоследы во всех четырёх слоях внутреннего трека на основе кремния, и их траектории поэтому могут быть реконструированы. Детектор на основе четырёх слоёв цилиндрических трёхкаскадных ГЭУ даёт возможность восстановить трек по четырём хитам в четырёх слоях для пи-мезонов с импульсом выше 60 МэВ/с. Время-проекционная камера с тонкой внутренней стенкой обеспечивает возможность реконструкции траекторий пи-мезонов с импульсом выше 55 МэВ/с. Однако в последнем случае требуется более сложная процедура реконструкции по причине большого количества треков фоновых частиц в рабочем объёме детектора.

5.2 Влияние объёмного заряда на траекторию электронов

Выбирая в качестве внутреннего трека время-проекционную камеру (Time Projection Chamber (TPC)), возникает задача более детальной оценки экспериментальных возможностей, которые могут быть обеспечены данной подсистемой. Проектное время между столкновениями пучков на Супер Чарм-Тау Фабрике составляет 6 нс, поэтому работа TPC будет возможна только в режиме непрерывного считывания. На торцах TPC необходимо установить микроструктурные детекторы на основе ГЭУ, так как только они способны работать при таких условиях. В данном случае одним из основных ограничений к применению TPC в режиме непрерывного считывания является искажение первоначального внешнего однородного электрического поля за счёт объёмного заряда дрейфующих ионов, возникающих в результате обратного ионного тока (Ion Back Flow (IBF)) [76]. IBF возникает в детекторах на основе ГЭУ, расположенных на торцах TPC: ионы из лавины в ГЭУ, двигаясь приблизительно в тысячу раз медленнее электронов, попадают в рабочий объём TPC и создают своё собственное электрическое поле, которое искажает первоначальное однородное поле [33].

Численно IBF определяется как отношение электрического тока через катод (создаваемого положительными ионами) к электрическому току через анод (создаваемого электронами). IBF часто выражается в процентах. Значение IBF для трёхкаскадного ГЭУ зависит от конфигурации электрического поля в детекторе и, как правило, составляет приблизительно 10%. Если ставится задача

уменьшить IBF, то, применяя четырёхкаскадные ГЭУ с различным диаметром отверстий и специально подобранную конфигурацию электрического поля, можно достичь значения IBF менее 1% [77].

Количество ионов в объёме ТРС зависит от потока фоновых частиц. Для расчёта этого потока было проведено моделирование [34] и построено распределение плотности данного потока, как показано на рисунке 124.

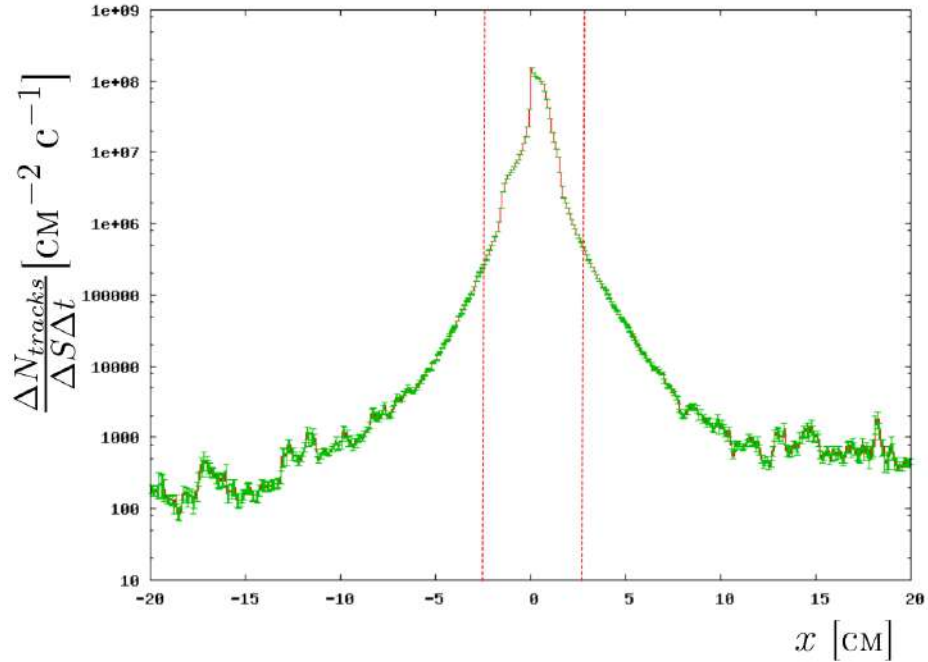


Рисунок 124 — Распределение плотности потока фоновых частиц в зависимости от координаты вдоль направления, перпендикулярного оси пучков. Вертикальные пунктирные линии обозначают границы внутреннего радиуса ТРС

Под плотностью потока частиц понимается количество треков этих частиц $\frac{\Delta N_{tracks}}{\Delta S \Delta t} [\text{cm}^{-2} \text{c}^{-1}]$, пересекающих воображаемую боковую цилиндрическую площадку за единицу времени. Эта воображаемая цилиндрическая площадка расположена соосно с ТРС и внутри ТРС. На рисунке 124 показана плотность потока частиц, усреднённая по длине ТРС вдоль оси Z от -30 см до $+30$ см. Физический фон внутри ТРС является электродинамическим и определяется следующими процессами:

1. $e^+e^- \rightarrow \gamma^*\gamma^* \rightarrow e^+e^-e^+e^-$;
2. $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$.

Полное количество электронов ионизации на единицу длины трека фоновой ионизирующей частицы будем обозначать $\frac{\Delta n_e}{\Delta r}$.

Объёмная плотность положительного электрического заряда ионов в ТРС была рассчитана по формуле:

$$\rho[\text{Кл}/\text{см}^3] = \frac{\Delta N_{tracks}}{\Delta S \Delta t} \cdot \frac{\Delta n_e}{\Delta r} \cdot \text{Gain} \cdot \text{IBF} \cdot t_{drift} \cdot |e|. \quad (5.1)$$

В формуле (5.1) Gain – коэффициент газового усиления торцевых детекторов на основе ГЭУ; $t_{drift}[\text{с}]$ – время дрейфа ионов от ГЭУ на торцах ТРС до катода, расположенного в центре ТРС; $|e| = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – абсолютная величина заряда электрона.

Заряженные частицы движутся преимущественно вдоль силовых линий электрического поля, поэтому искажение траектории частиц можно отождествить с искажением силовых линий электрического поля. Для расчёта искажений силовых линий было выполнено моделирование в программе COMSOL. Вначале было задано внешнее электрическое поле (рисунок 125). Затем в модель были добавлены заряды ионов и рассчитано полное электрическое поле, являющееся суперпозицией внешнего поля и поля ионов. Далее были рассчитаны отклонения силовых линий полного поля от силовых линий внешнего поля внутри объёма ТРС. Пример карты отклонений представлен на рисунке 126. Результаты моделирования для различных газов и для ряда значений IBF представлены в таблице 42.

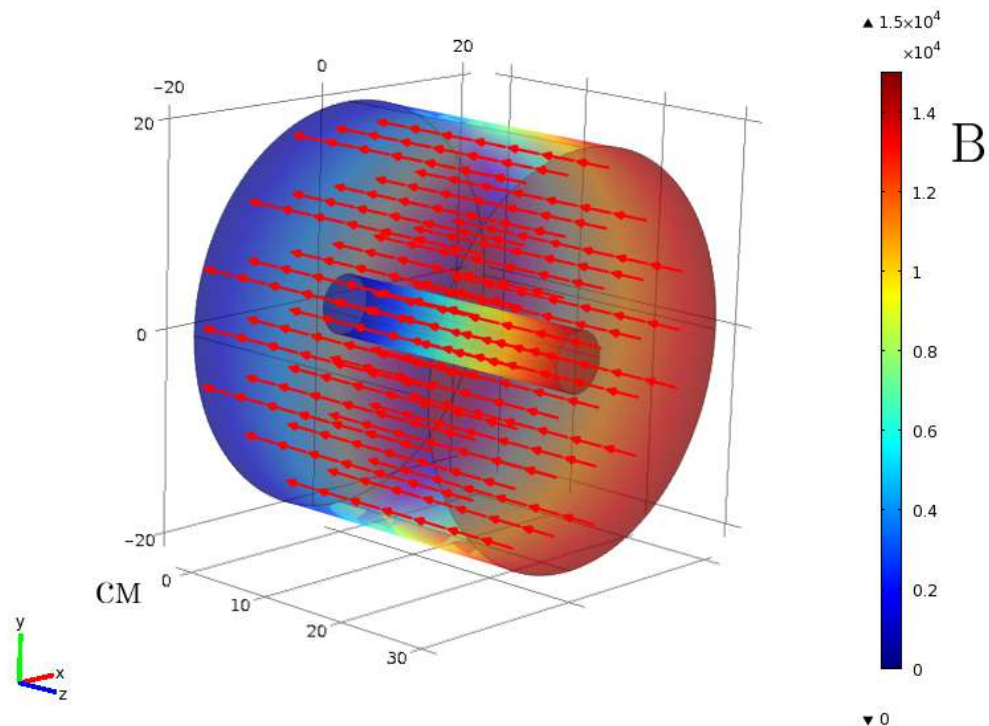


Рисунок 125 — Конфигурация внешнего электрического поля в ТРС при подаваемом напряжении 15 кВ: цветом показано распределение потенциала, стрелками показано направление вектора напряжённости электрического поля

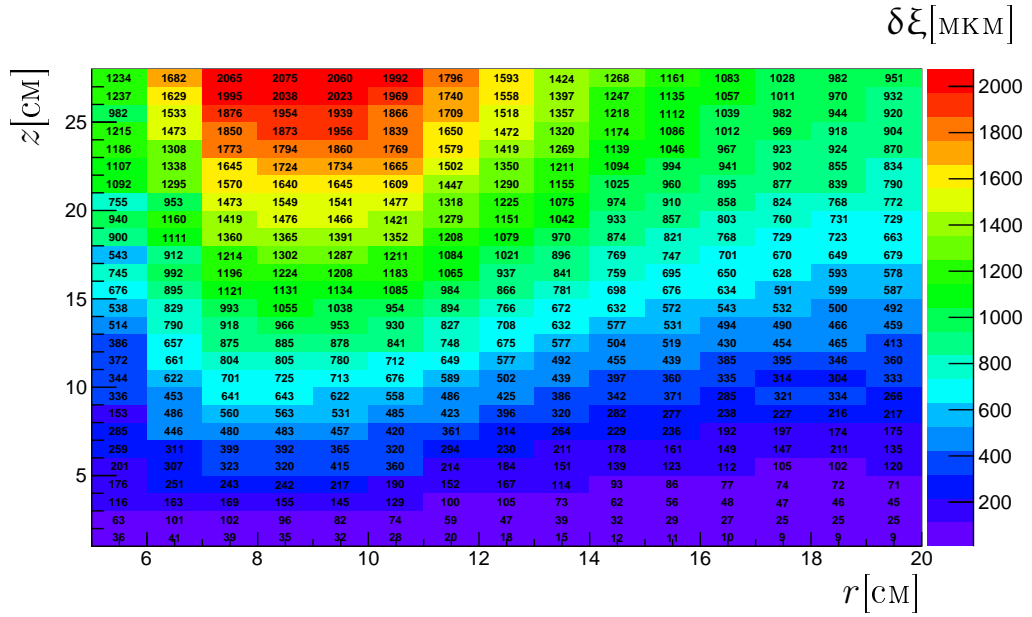


Рисунок 126 — Карта отклонений траекторий электронов $\delta\xi$ за счёт объёмного заряда ионов для газа $\text{Ar}(45\%)\text{-iC}_4\text{H}_{10}(15\%)\text{-CF}_4(40\%)$ при напряжённости внешнего поля 1000 В/см , коэффициенте газового усиления 10^4 и $\text{IBF} = 1\%$. Показана четверть поперечного сечения ТРС. Ось z соответствует оси пучков, ось r направлена вдоль радиуса цилиндра ТРС

Таблица 42 — Максимальное отклонение ($\delta\xi_{\max}$) силовых линий полного поля от силовых линий внешнего поля за счёт объёмного заряда ионов для разных газов и значений IBF . E — величина внешнего однородного электрического поля в объёме ТРС. Коэффициент газового усиления принят равным 10^4 .

Газ	E [В/см]	$\Delta n_e/\Delta r$ [1/см]	t_{drift} [с]	IBF	$\delta\xi_{\max}$ [мм]
Ar(90%)-CH ₄ (10%)	125	90	0,14	1%	94,0
Ar(80%)-CH ₄ (10%) -CF ₄ (10%)	500	90	0,03	1%	5,0
Ar(80%)-CH ₄ (10%) -CF ₄ (10%)	500	90	0,03	3%	15,1
Ar(45%)-iC ₄ H ₁₀ (15%)- CF ₄ (40%)	1000	112	0,02	1%	2,1
Ar(45%)-iC ₄ H ₁₀ (15%)- CF ₄ (40%)	1000	112	0,02	3%	6,2

В результате моделирования было установлено, что использование в ТРС газа $\text{Ar}(90\%)\text{-CH}_4(10\%)$ даёт неприемлемо большие искажения траекторий ча-

стиц за счёт объёмного заряда. Наименьшее искажение траектории электронов ионизации достигается с газом $\text{Ar}(45\%)\text{-iC}_4\text{H}_{10}(15\%)\text{-CF}_4(40\%)$, при этом полученные отклонения могут быть скомпенсированы во время анализа данных, так как они сравнимы с отклонениями, обусловленными поперечной диффузией электронов ионизации.

5.3 Выводы к главе 5

Проведено моделирование процесса регистрации заряженных пи-мезонов внутренним трекером детектора будущей Супер Чарм-Тау Фабрики. Изучены различные варианты внутреннего трекера, включающие четырёхслойный цилиндрический трекер на основе кремния, четырёхслойный цилиндрический трекер на основе трёхкаскадных ГЭУ, время-проекционную камеру с двумя видами внутренней стенки. Обнаружено, что пи-мезоны с импульсом 50 МэВ/с не проходят через вакуумную трубу и не могут быть зарегистрированы. Толщина вакуумной трубы: 3 мм бериллия и 0,5 мм парафина. Пи-мезоны с импульсом выше 65 МэВ/с оставляют энергоследы во всех четырёх слоях внутреннего трекера на основе кремниевой технологии, и их траектории могут быть реконструированы. Детектор на основе четырёх слоёв цилиндрических ГЭУ обеспечивает возможность реконструкции треков по координатам хитов в четырёх слоях для пи-мезонов с импульсом, превышающими 60 МэВ/с . Время-проекционная камера с тонкой внутренней стенкой позволяет восстанавливать траектории пи-мезонов с импульсом выше 55 МэВ/с . Внутренняя тонкая стенка время-проекционной камеры состоит из 50 мкм каптона, 100 мкм тефлона и 5 мкм меди.

Проведено моделирование влияния объёмного заряда ионов в ТРС на траектории электронов ионизации в рабочем газе. Исследовались различные газовые смеси, при этом было обнаружено, что газ $\text{Ar}(45\%)\text{-iC}_4\text{H}_{10}(15\%)\text{-CF}_4(40\%)$ обеспечивает минимальные искажения траектории, составляющие в максимуме приблизительно 2 мм на 30 см дрейфа во внешнем электрическом поле напряжённостью 1000 В/см и обратном ионном токе 1%. Данная величина искажений сопоставима с эффектом поперечной диффузии. Такие искажения могут быть скорректированы при обработке данных.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем:

1. Выполнены измерения характеристик детекторов на основе трёхкаскадных ГЭУ, применяемых на установке ДЕЙТРОН и на установке Тестовый пучок электронов ускорительного комплекса ВЭПП-4. Детекторы продемонстрировали стабильную работу в пропорциональном режиме при коэффициенте газового усиления до 5×10^4 . Эффективность детекторов превышает 98% для коэффициента усиления, большего 2×10^4 .
2. Проведено микроскопическое моделирование процесса диффузии и усиления электронов в газе Ar(70%)-CO₂(30%), находящемся при атмосферном давлении и температуре 20°C. Исследованы три случая: однородное поле, один каскад ГЭУ, три каскада ГЭУ. В однородном электрическом поле напряжённостью 5 кВ/см коэффициент поперечной диффузии находится на уровне 320 – 330 мкм/ $\sqrt{\text{см}}$. При моделировании одного каскада ГЭУ напряжённость электрического поля в дрейфовом промежутке была равна 2,5 кВ/см, а в индукционном промежутке: 3,8 кВ/см. Напряжённость электрического поля в отверстиях ГЭУ составляла ~ 50 кВ/см. В моделировании одного каскада ГЭУ установлено, что коэффициент эффективной поперечной диффузии находится в диапазоне 240 – 310 мкм/ $\sqrt{\text{см}}$: максимальное значение достигается тогда, когда начальный электрон находится над металлом ГЭУ, а минимальное – когда электрон находится над отверстием ГЭУ. Коэффициент эффективной поперечной диффузии для трёхкаскадных ГЭУ составляет 300 ± 20 мкм/ $\sqrt{\text{см}}$. Данное значение получено для напряжённости электрического поля 2,0 кВ/см в дрейфовом промежутке и 3,5 кВ/см в остальных промежутках.
3. Построено моделирование процесса регистрации электронов детектором на основе трёхкаскадных ГЭУ и выполнена оценка пространственного разрешения детектора. Пространственное разрешение детектора в моделировании составляет 15 – 20 мкм для шага полосок от 100 мкм до 500 мкм. Измеренное в эксперименте пространственное разрешение детекторов на основе ГЭУ находится на уровне 15 – 30 мкм.

4. Построено моделирование прохождения пи-мезонов через внутренний трекер детектора Супер Чарм-Тау Фабрики для различных вариантов трекера. Варианты включали внутренний трекер на основе четырёх кремниевых слоёв, на основе четырёх слоёв цилиндрических ГЭУ, а также на основе время-проекционной камеры. Среди изученных вариантов наименьший пороговый импульс пи-мезона, допускающий реконструкцию трека, был получен для внутреннего трекера на основе ТРС с тонкой стенкой и составил $55 \text{ МэВ}/c$. Такая величина порогового импульса получена для варианта вакуумной трубы, состоящей из 3 мм бериллия и 0,5 мм парафина. Внутренняя стенка время-проекционной камеры при этом состоит из 50 мкм каптона, 100 мкм тефлона и 5 мкм меди.
5. Проведено моделирование влияния объёмного заряда положительных ионов внутри время-проекционной камеры на траекторию электронов ионизации в рабочем газе. Исследовались различные газовые смеси, при этом было обнаружено, что газ $\text{Ar}(45\%)-i\text{C}_4\text{H}_{10}(15\%)-\text{CF}_4(40\%)$ обеспечивает минимальные искажения траектории, составляющие в максимуме приблизительно 2 мм на 30 см дрейфа во внешнем электрическом поле напряжённостью $1000 \text{ В}/\text{см}$ и обратном ионном токе 1%. Данная величина искажений сопоставима с эффектом поперечной диффузии. Такие искажения могут быть скорректированы при обработке экспериментальных данных.

Автор диссертации выражает благодарность научному руководителю Льву Исаевичу Шехтману за внимание к данной работе, поддержку и обсуждение результатов. Автор благодарит Василия Николаевича Кудрявцева за помощь в настройке программ для моделирования физических процессов.

Список литературы

1. Sauli, F. Micro-pattern gaseous detectors / F. Sauli, A. Sharma. — Текст : электронный // Annual Review of Nuclear Particle Science. — 1999. — Vol. 49. — P. 341–388. — DOI 10.1146/annurev.nucl.49.1.341. — Дата публикации: 01.12.1999.
2. Sauli, F. GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors / F. Sauli. — Текст : электронный // Nucl. Instrum. and Methods A. — 1997. — Vol. 386. — P. 531–534. — DOI 10.1016/S0168-9002(96)01172-2. — Дата публикации: 01.02.1997.
3. Discharge studies and prevention in the gas electron multiplier (GEM) / S. Bachmann, A. Bressan, M. Capeans, M. Deutel [et al.]. — Текст : электронный // Nucl. Instrum. and Methods A. — 2002. — Vol. 479. — P. 294–308. — DOI 10.1016/S0168-9002(01)00931-7. — Дата публикации: 01.03.2002.
4. Study of ion feedback in multi-GEM structures / A. Bondar, A. Buzulutskov, L. Shekhtman, A. Vasiljev. — Текст : электронный // Nucl. Instrum. and Methods A. — 2003. — Vol. 496. — P. 325–332. — DOI 10.1016/S0168-9002(02)01763-1. — Дата публикации: 11.01.2003.
5. Breskin, A. GEM photomultiplier operation in CF₄ / A. Breskin, A. Buzulutskov, R. Chechik. — Текст : электронный // Nucl. Instrum. and Methods A. — 2002. — Vol. 483. — P. 670–675. — DOI 10.1016/S0168-9002(01)01940-4. — Дата публикации: 01.05.2002.
6. Triple-GEM tracking detector for COMPASS / B. Ketzer, M. C. Altunbas, K. Dehmelt, J. Ehlers [et al.]. — Текст : электронный // IEEE Trans. Nucl. Science. — 2002. — Vol. 49. — P. 2403–2410. — DOI 10.1109/TNS.2002.803891. — Дата публикации: 01.11.2002.
7. Development of the gas electron multiplier (GEM) / J. Benlloch, A. Bressan, C. Buettner, M. Capeans [et al.]. — Текст : электронный // IEEE Trans. Nucl. Science. — 1998. — Vol. 42. — P. 234–243. — DOI 10.1109/23.682386. — Дата публикации: 01.07.1998.

8. Aging measurements with the Gas Electron Multiplier (GEM) / M. C. Altunbas, K. Dehmelt, S. Kappler, B. Ketzer [et al.]. — Текст : электронный // Nucl. Instrum. and Methods A. — 2001. — Vol. 515. — P. 249–254. — DOI 10.1016/j.nima.2003.09.006. — Дата публикации: 01.01.2001.
9. Time resolution of a Thick Gas Electron Multiplier (THGEM)-based detector / R. Alon, M. Cortesi, A. Breskin, R. Chechik. — Текст : электронный // JINST. — 2008. — Vol. 3. — P. P11001. — DOI 10.1088/1748-0221/3/11/P11001. — Дата публикации: 25.10.2008.
10. Sauli, F. Imaging with gas electron multiplier / F. Sauli. — Текст : электронный // Nucl. Instrum. and Methods A. — 2007. — Vol. 580. — P. 971–973. — DOI 10.1016/j.nima.2007.06.100. — Дата публикации: 01.10.2007.
11. Fallavollita, F. Status of the installation and commissioning of the first GEM station at the CMS experiment / F. Fallavollita. — Текст : электронный // Journal of Physics: Conference Series. — 2020. — Vol. 1690. — P. 012038. — DOI 10.1088/1742-6596/1690/1/012038. — Дата публикации: 01.12.2020.
12. Журавлев, А. Н. Статус ускорительного комплекса ВЭПП-4 / А. Н. Журавлев [et al.]. — Текст : электронный // Письма в ЭЧАЯ. — 2020. — Vol. 17, nr. 7 (232). — P. 876–893. — DOI 10.1134/S1547477120070067. — Дата публикации: 24.12.2020.
13. Operation of the triple-GEM detectors in the tagging system of the KEDR experiment on the VEPP-4M collider / V. M. Aulchenko, O. L. Beloborodova, A. V. Bobrov, A. E. Bondar [et al.]. — Текст : электронный // JINST. — 2011. — Vol. 6. — P. P07001. — DOI 10.1088/1748-0221/6/07/P07001. — Дата публикации: 01.07.2011.
14. Anashin, V. V. The KEDR detector / V. V. Anashin [et al.]. — Текст : электронный // Physics of Particles and Nuclei. — 2013. — Vol. 44, nr. 4. — P. 657–702. — DOI 10.1134/S1063779613040035. — Дата публикации: 01.07.2013.
15. Эксперименты с внутренними мишенями на накопителе электронов ВЭПП-3 / Д. М. Николенко, Х. Аренховель, Дж. Аррингтон, Л. М. Барков [et al.]. — Текст : электронный // Ядерная физика. — 2010. — Vol. 73, nr. 8. — P. 1365–1381. — Дата публикации: 01.12.2010.

16. Бобровников, Виктор Сергеевич. Тестовый пучок электронов комплекса ВЭПП-4 : диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук : специальность 01.04.01 «Приборы и методы экспериментальной физики» / Виктор Сергеевич Бобровников. — Новосибирск, 2017. — Текст : непосредственный.
17. The project of laser polarimeter for beam energy measurement of VEPP-4M collider by resonance depolarization method / V. E. Blinov, V. V. Kaminsky, V. N. Kudryavtsev, N. Yu. Muchnoi. — Текст : электронный // JINST. — 2014. — Vol. 9. — P. C09010. — DOI 10.1088/1748-0221/9/09/C09010. — Дата публикации: 08.09.2014.
18. Fedotov, G. V. CMD-3 detector for VEPP-2000 / G. V. Fedotov. — Текст : электронный // Nucl. Phys. B Proc. Suppl. — 2006. — Vol. 162. — P. 332–338. — DOI 10.1016/j.nuclphysbps.2006.10.010. — Дата публикации: 01.12.2006.
19. Кооп, I. A. VEPP collider facilities in Novosibirsk: status and plan / I. A. Кооп. — Текст : электронный // Nuclear Physics B - Proceedings Supplements. — 2008. — Vol. 181-182. — P. 371–375. — DOI 10.1016/j.nuclphysbps.2008.09.067. — Дата публикации: 01.09.2008.
20. Bondar, A. E. Project of a Super Charm-Tau factory at the Budker Institute of Nuclear Physics in Novosibirsk / A. E. Bondar [et al.]. — Текст : электронный // Phys. Atom. Nucl. — 2013. — Vol. 76. — P. 1072–1085. — DOI 10.1134/S1063778813090032. — Дата публикации: 01.09.2013.
21. Tikhonov, V. GEM simulation methods development / V. Tikhonov, R. Veenhof. — Текст : электронный // Nucl. Instrum. and Methods A. — 2002. — Vol. 478. — P. 452–459. — DOI 10.1016/S0168-9002(01)01801-0. — Дата публикации: 01.02.2002.
22. Agostinelli, S. GEANT4 – a simulation toolkit / S. Agostinelli [et al.]. — Текст : электронный // Nucl. Instrum. and Methods A. — 2003. — Vol. 506. — P. 250–303. — DOI 10.1016/S0168-9002(03)01368-8. — Дата публикации: 01.01.2003.
23. Smirnov, I. B. Modeling of ionization produced by fast charged particles in gases / I. B. Smirnov. — Текст : электронный // Nucl. Instrum. and Methods

- А. — 2005. — Vol. 554. — P. 474–493. — DOI 10.1016/j.nima.2005.08.064. — Дата публикации: 01.12.2005.
24. Garfield++ : [сайт]. — 2026. — URL: <https://garfieldpp.web.cern.ch> (дата обращения: 26.02.2026). — Текст : электронный.
25. ANSYS : [сайт]. — 2026. — URL: <https://ansys.com> (дата обращения: 26.02.2026). — Текст : электронный.
26. DD4HEP : [сайт]. — 2026. — URL: <https://dd4hep.web.cern.ch> (дата обращения: 26.02.2026). — Текст : электронный.
27. COMSOL : [сайт]. — 2026. — URL: <https://comsol.com> (дата обращения: 26.02.2026). — Текст : электронный.
28. ROOT : [сайт]. — 2026. — URL: <https://root.cern> (дата обращения: 26.02.2026). — Текст : электронный.
29. Kudryavtsev, V. N. Spatial resolution of the detectors based on Gas Electron Multipliers / V. N. Kudryavtsev, T. V. Maltsev, L. I. Shekhtman. — Текст : электронный // Journal of Instrumentation. — 2020. — Vol. 15, nr. 05. — P. C05018. — DOI 10.1088/1748-0221/15/05/C05018. — Дата публикации: 11.05.2020.
30. Kudryavtsev, V. N. Spatial resolution of triple-GEM detectors / V. N. Kudryavtsev, T. V. Maltsev, L. I. Shekhtman. — Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. — 2019. — Vol. 936. — P. 482–484. — DOI 10.1016/j.nima.2018.10.140. — Дата публикации: 21.08.2019.
31. Kudryavtsev, V. N. Limits of a spatial resolution of the cascaded GEM based detectors / V. N. Kudryavtsev, T. V. Maltsev, L. I. Shekhtman. — Текст : электронный // Journal of Instrumentation. — 2017. — Vol. 12, nr. 06. — P. C06015. — DOI 10.1088/1748-0221/12/06/C06015. — Дата публикации: 19.06.2017.
32. Kudryavtsev, V. N. Study of spatial resolution of coordinate detectors based on Gas Electron Multipliers / V. N. Kudryavtsev, T. V. Maltsev, L. I. Shekhtman. — Текст : электронный // Nuclear Instruments and

- Methods in Physics Research Section A. — 2017. — Vol. 845. — P. 289–292. — DOI 10.1016/j.nima.2016.06.066. — Дата публикации: 15.06.2016.
33. Time Projection Chamber as Inner Tracker for Super Charm-Tau factory at BINP / V. K. Vadakeppattu, A. V. Sokolov, L. I. Shekhtman, T. V. Maltsev. — Текст : электронный // Journal of Instrumentation. — 2020. — Vol. 15, nr. 07. — P. C07021. — DOI 10.1088/1748-0221/15/07/C07021. — Дата публикации: 14.07.2020.
34. Development of compact TPC for future Super Charm-Tau Factory detector / A. Sokolov, T. Maltsev, L. Shekhtman, V. K. Vadakeppattu. — Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. — 2022. — Vol. 1040. — P. 167225. — DOI 10.1016/j.nima.2022.167225. — Дата публикации: 20.07.2022.
35. A first mass production of gas electron multipliers / P. S. Barbeau, J. I. Collar, J. D. Geissinger, J. Miyamoto [et al.]. — Текст : электронный // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2003. — Vol. 515, nr. 3. — P. 439–445. — DOI 10.1016/j.nima.2003.06.011. — Дата публикации: 07.04.2003.
36. Sauli, F. The gas electron multiplier (GEM): Operating principles and applications / F. Sauli. — Текст : электронный // Nucl. Instrum. and Methods A. — 2016. — Vol. 805. — P. 2–24. — DOI 10.1016/j.nima.2015.07.060. — Дата публикации: 01.01.2016.
37. Charge amplification and transfer processes in the gas electron multiplier / S. Bachmann, A. Bressan, L. Ropelewski, F. Sauli [et al.]. — Текст : электронный // Nucl. Instrum. and Methods A. — 1999. — Vol. 438. — P. 376–408. — DOI 10.1016/S0168-9002(99)00820-7. — Дата публикации: 01.12.1999.
38. The GEM photomultiplier operated with noble gas mixtures / A. Buzulutskov, A. Breskin, R. Chechik, G. Garty [et al.]. — Текст : электронный // Nucl. Instrum. and Methods A. — 2000. — Vol. 443. — P. 164–180. — DOI 10.1016/S0168-9002(99)01011-6. — Дата публикации: 26.11.2000.
39. Performance of GEM detectors in high intensity particle beams / S. Bachmann, A. Bressan, B. Ketzer, M. Deutel [et al.]. — Текст : электронный // Nucl. Instrum. and Methods A. — 2001. — Vol. 470. — P. 548–561. — DOI 10.1016/S0168-9002(01)00802-6. — Дата публикации: 11.09.2001.

40. Maltsev, T. Study of discharge properties in cascaded gaseous detectors / T. Maltsev, F. Sauli, L. Shekhtman. — Текст : электронный // Journal of Physics: Conference Series. — 2020. — Vol. 1498. — P. 012033. — DOI 10.1088/1742-6596/1498/1/012033. — Дата публикации: 01.04.2020.
41. Tayursky, V. A. Development of two-photon event generators for the KEDR experiment / V. A. Tayursky. — Текст : электронный // Journal of Physics: Conference Series. — 2017. — Vol. 798, nr. 1. — P. 012153. — DOI 10.1088/1742-6596/798/1/012153. — Дата публикации: 01.01.2017.
42. Development of high resolution tracking detectors with Gas Electron Multipliers / L. I. Shekhtman, V. M. Aulchenko, V. S. Bobrovnikov, A. E. Bondar [et al.]. — Текст : электронный // Journal of Instrumentation. — 2014. — Vol. 9, nr. 08. — P. C08017. — DOI 10.1088/1748-0221/9/08/C08017. — Дата публикации: 22.08.2014.
43. High resolution micro-pattern gas detectors for particle physics / L. Shekhtman, V. Aulchenko, V. Bobrovnikov, A. Bondar [et al.]. — Текст : электронный // Journal of Instrumentation. — 2017. — Vol. 12, nr. 07. — P. C07037. — DOI 10.1088/1748-0221/12/07/C07037. — Дата публикации: 27.07.2017.
44. Horisberger, R. A novel readout chip for silicon strip detectors with analog pipeline and digitally controlled analog signal processing / R. Horisberger, D. Pitzl. — Текст : электронный // Nucl. Instrum. and Methods A. — 1993. — Vol. 326. — P. 92–99. — DOI 10.1016/0168-9002(93)90338-I. — Дата публикации: 01.03.1993.
45. Extracted electron and gamma beams in BINP / G. N. Abramov, R. R. Ahmetshin, A. Yu. Barnyakov, M. Yu. Barnyakov [et al.]. — Текст : электронный // JINST. — 2014. — Vol. 9. — P. C08022. — DOI 10.1088/1748-0221/9/08/C08022. — Дата публикации: 26.08.2014.
46. Measurement of the energy of electrons extracted from the VEPP-4M accelerator / G. N. Abramov, R. R. Ahmetshin, A. Yu. Barnyakov, V. E. Blinov [et al.]. — Текст : электронный // JINST. — 2016. — Vol. 11. — P. P03004. — DOI 10.1088/1748-0221/11/03/P03004. — Дата публикации: 02.03.2016.

47. The high-resolution particle tracking triple-GEM detector for the Test Beam facility at VEPP-4M collider / V. S. Bobrovnikov, V. N. Kudryavtsev, T. V. Maltsev, L. I. Shekhtman. — Текст : электронный // Journal of Instrumentation. — 2020. — Vol. 15, nr. 09. — P. C09004. — DOI 10.1088/1748-0221/15/09/C09004. — Дата публикации: 01.09.2020.
48. Absolute calibration of beam energy in the storage ring. Φ -meson mass measurement : Preprint : 75-64 / Institute of Nuclear Physics (INP) ; исполн.: Bukin A. D. [et al.]. — Novosibirsk, USSR : 1975.
49. Precision tracking micro-pattern gaseous detectors at Budker Institute of Nuclear Physics / V. S. Bobrovnikov, G. V. Fedotovich, V. V. Kaminskiy, V. N. Kudryavtsev [et al.]. — Текст : электронный // Journal of Instrumentation. — 2022. — Vol. 17, nr. 07. — P. C07015. — DOI 10.1088/1748-0221/17/07/C07015. — Дата публикации: 12.07.2022.
50. Bernardini, C. Lifetime and Beam Size in a Storage Ring / C. Bernardini [et al.]. — Текст : электронный // Phys. Rev. Lett. — 1963. — Vol. 10. — P. 407–409. — DOI 10.1103/PhysRevLett.10.407. — Дата публикации: 01.05.1963.
51. Compton, A. H. A Quantum Theory of the Scattering of X-Rays by Light Elements / A. H. Compton. — Текст : электронный // Physical Review. — 1923. — Vol. 21. — P. 483–502. — DOI 10.1103/PhysRev.21.483. — Дата публикации: 01.05.1923.
52. Shekhtman, L.I. Upgrade of the Detector for Imaging of Explosions / L.I. Shekhtman [et al.]. — Текст : электронный // Physics Procedia. — 2016. — Vol. 84. — P. 189–196. — DOI 10.1016/j.phpro.2016.11.033. — Дата публикации: 31.12.2016.
53. Application of micro-pattern gas detectors in the present and future experiments in Budker INP / G. Fedotovich, A. Kozyrev, V. Kudryavtsev, I. Logashenko [et al.]. — Текст : электронный // Journal of Physics: Conference Series. — 2020. — Vol. 1498. — P. 012042. — DOI 10.1088/1742-6596/1498/1/012042. — Дата публикации: 01.04.2020.
54. Development of μ -RWELL detectors for the upgrade of the tracking system of CMD-3 detector / L. Shekhtman, G. Fedotovich, A. Kozyrev,

- V. Kudryavtsev. — Текст : электронный // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. — 2019. — Vol. 936. — P. 401–404. — DOI 10.1016/j.nima.2018.11.033. — Дата публикации: 21.08.2019.
55. Alexopoulos, T. The VMM readout system / T. Alexopoulos [et al.]. — Текст : электронный // Nucl. Instrum. and Methods A. — 2019. — Vol. 955. — P. 163306. — DOI 10.1016/j.nima.2019.163306. — Дата публикации: 01.12.2019.
56. Bellazzini, R. The WELL detector / R. Bellazzini [et al.]. — Текст : электронный // Nucl. Instrum. and Methods A. — 1999. — Vol. 423. — P. 125–134. — DOI 10.1016/S0168-9002(98)01187-5. — Дата публикации: 21.02.1999.
57. Maltsev, T. V. GEM Detectors in Experiments at e+e- Colliders in BINP / T. V. Maltsev. — Текст : электронный // CERN Proceedings : Proceedings of CERN-BINP Workshop for Young Scientists in e+e- Colliders (Geneva, 22–25 August 2016). — 2017. — Vol. 1. — P. 175–185. — DOI 10.23727/CERN-Proceedings-2017-001.175. — Дата публикации: 29.06.2017.
58. Balla, A. The KLOE-2 Inner Tracker: Detector commissioning and operation / A. Balla [et al.]. — Текст : электронный // Nucl. Instrum. and Methods A. — 2016. — Vol. 845. — P. 266–268. — DOI 10.1016/j.nima.2016.06.089. — Дата публикации: 01.01.2016.
59. The development of high resolution coordinate detectors for the DEUTERON facility / V. N. Kudryavtsev, L. I. Shekhtman, V. S. Bobrovnikov, T. V. Maltsev [et al.]. — Текст : электронный // Journal of Instrumentation. — 2014. — Vol. 9, nr. 09. — P. C09024. — DOI 10.1088/1748-0221/9/09/C09024. — Дата публикации: 19.09.2014.
60. 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. — Текст : электронный // Journal of Instrumentation. — 2017. — Vol. 12, nr. 07. — P. C07036. — DOI 10.1088/1748-0221/12/07/C07036. — Дата публикации: 25.07.2017.
61. Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers : Отчет : 77-09 / CERN ; исполн.: Sauli F. — Geneva, Switzerland : 1977. — URL: <https://cds.cern.ch/record/117989>.

62. Townsend, J. S. E. Motion of electrons in gases / J. S. E. Townsend. — Текст : электронный // Proceedings of the Royal Society of London. Series A. — 1928. — Vol. 120, nr. 789. — P. 345–356. — DOI 10.1098/rspa.1928.0163. — Дата публикации: 01.10.1928.
63. Ramsauer, Carl. Über den Wirkungsquerschnitt der Gasmoleküle gegenüber langsamen Elektronen / Carl Ramsauer. — Текст : электронный // Annalen der Physik. — 1921. — Vol. 64, nr. 4. — P. 513–540. — DOI 10.1002/andp.19213690603. — Дата публикации: 31.03.1921.
64. Bailey, V. A. The motion of electrons in gases / V. A. Bailey, J. S. Townsend. — Текст : электронный // Philosophical Magazine. — 1921. — Vol. 6, nr. 42. — P. 873–891. — Дата публикации: 01.12.1921.
65. Assran, Y. Transport properties of operational gas mixtures used at LHC / Y. Assran, A. Sharma. — Текст : электронный // arXiv:1110.6761. — 2011. — Дата публикации: 31.10.2011.
66. Landau, L. D. On the energy loss of fast particles by ionization / L. D. Landau. — Текст : электронный // J. Exp. Phys. (USSR). — 1944. — Vol. 8. — P. 201–205.
67. Beringer, J. Particle Data Group (PDG) Phys. Rev. D 86 010001 / J. Beringer [et al.]. — 2012. — Текст : электронный.
68. Sensor Alignment by Tracks / Veikko Karimäki, Aatos Heikkinen, T. Lampén, Tomas Lindén. — Текст : электронный // CMS CR-2003/022. — 2003. — Дата публикации: 04.06.2003.
69. Aulchenko, V. M. A new one-coordinate gaseous detector for WAXS experiments (OD4) / V. M. Aulchenko [et al.]. — Текст : электронный // Nucl. Instrum. and Methods A. — 2007. — Vol. 575. — P. 251–254. — DOI 10.1016/j.nima.2007.01.081. — Дата публикации: 01.05.2007.
70. Kudryavtsev, V. N. Study of the spatial resolution of low-material GEM tracking detectors / V. N. Kudryavtsev, T. V. Maltsev, L. I. Shekhtman. — Текст : электронный // EPJ Web of Conferences. — 2018. — Vol. 174. — P. 06005. — DOI 10.1051/epjconf/201817406005. — Дата публикации: 21.02.2018.

71. Kudryavtsev, V. N. Study of GEM-based detectors spatial resolution / V. N. Kudryavtsev, T. V. Maltsev, L. I. Shekhtman. — Текст : электронный // Journal of Physics: Conference Series. — 2020. — Vol. 1498. — P. 012005. — DOI 10.1088/1742-6596/1498/1/012005. — Дата публикации: 01.04.2020.
72. Smirnov, I. B. Algebraic methods for reconstruction of coordinates in strip detectors / I. B. Smirnov. — Текст : электронный // JINST. — 2023. — Vol. 18. — P. C06001. — DOI 10.1088/1748-0221/18/06/C06001. — Дата публикации: 01.06.2023.
73. Kölblig, K.S. A program package for the Landau distribution / K.S. Kölblig, B. Schorr. — Текст : электронный // Computer Physics Communications. — 1984. — Vol. 31, nr. 1. — P. 97–111. — DOI 10.1016/0010-4655(84)90085-7. — Дата публикации: 01.01.1984.
74. Maltsev, T. V. Inner tracker for super Charm-Tau factory detector based on compact time projection chamber / T. V. Maltsev, L. I. Shekhtman, A. V. Sokolov. — Текст : электронный // International Journal of Modern Physics A. — 2024. — Vol. 39. — P. 2442004. — DOI 10.1142/S0217751X24420041. — Дата публикации: 30.09.2024.
75. Simulation of different options of the Inner Tracker for Novosibirsk Super Charm-Tau Factory Detector / T. V. Maltsev, L. I. Shekhtman, A. V. Sokolov, V. K. Vadakepattu. — Текст : электронный // EPJ Web of Conferences. — 2019. — Vol. 212. — P. 01011. — DOI 10.1051/epjconf/201921201011. — Дата публикации: 17.06.2019.
76. Measurement of ion backflow fraction in GEM detectors / A. Tripathy, P.K. Sahu, S. Swain, S. Sahu. — Текст : электронный // Nucl. Instrum. and Methods A. — 2021. — Vol. 1013. — P. 165596. — DOI 10.1016/j.nima.2021.165596. — Дата публикации: 01.07.2021.
77. Adolfsson, J. The upgrade of the ALICE TPC with GEMs and continuous readout / J. Adolfsson [et al.]. — Текст : электронный // JINST. — 2021. — Vol. 16 (03). — P. P03022. — DOI 10.1088/1748-0221/16/03/P03022. — Дата публикации: 01.03.2021.