

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования
«Тверской государственный университет»

На правах рукописи

СМИРНОВ Александр Александрович

**Электрофизические характеристики детектирующих
структур на основе CdTe и CdZnTe**

01.04.07 – Физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
д-р техн. наук, профессор Каплунов И.А.

Тверь
2018

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	5
ГЛАВА 1. АНАЛИЗ СОСТОЯНИЯ МИРОВОГО ПРИБОРОСТРОЕНИЯ НА ОСНОВЕ CdTe и CdZnTe	13
1.1. Области применения детекторов CdTe, CdZnTe	14
1.2. Тенденции развития мирового приборостроения на основе CdTe, CdZnTe	16
1.3. Анализ технологий изготовления детекторов ионизирующих излучений на основе CdTe, CdZnTe	20
1.3.1. Планарные детекторы рентгеновского и гамма-излучения CdTe, CdZnTe на основе структуры МПМ	21
1.3.2. Планарные детекторы рентгеновского и гамма-излучения на основе CdTe, CdZnTe с барьером Шоттки или р-п-переходом	22
1.3.3. Детекторы с преимущественно электронным сбором заряда. Квазиполусферические детекторы. Детекторы Фриша. Пиксельные детекторы	23
1.3.4. Детекторы с преимущественно электронным сбором заряда. Копланарные детекторы	26
ГЛАВА 2. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК CdTe, CdZnTe	28
2.1. Исследование транспортных характеристик	29
2.2. Определение подвижности с помощью время-пролетной техники	30
2.3. Определение параметров уровней захвата	30
2.4. Измерение удельного сопротивления. Определение объемной и поверхностной составляющей токов утечки детекторов	30
2.5. Исследование глубоких уровней и ловушек захвата и рекомбинации с помощью методик ТРСГУ и фотопроводимости	32
2.6. Исследование однородности полупроводника	35
2.7. Измерение распределения электрического поля в детекторе	35
Глава 3. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА СБОРА ЗАРЯДА И ФОРМИРОВАНИЯ АМПЛИТУДНОГО СПЕКТРА В ДЕТЕКТОРАХ НА ОСНОВЕ CdTe, CdZnTe ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ГАММА-КВАНТАМИ	37
3.1. Поглощение излучения в материале детектора	40
3.1.1. Фотоэлектрический эффект	42
3.1.2. Комptonовское рассеяние	43

3.1.3. Образование электрон-позитронной пары	44
3.1.4. Ионизационные потери энергии при движении электрона и позитрона. Тормозное излучение	45
3.1.5. Многократное рассеяние	46
3.2. Сбор индуцированного заряда в планарном детекторе	47
3.3. Формирование амплитудного спектра. Учет различных источников флуктуаций заряда	51
3.4. Моделирование процесса сбора заряда и влияния электрофизических характеристик на формирование спектра в детекторах	54
3.4.1. Задание геометрической конфигурации	55
3.4.2. Алгоритм моделирования источника гамма-излучения	55
3.4.3. Моделирование физических процессов в веществе	56
3.4.4. Взаимодействие гамма-квантов с веществом	57
3.4.5. Сбор индуцированного заряда в планарном детекторе	61
3.4.6. Расчет аппаратурного гамма-спектра и эффективности регистрации	63
3.5. Сравнение смоделированных аппаратурных спектров гамма-излучения с экспериментальными данными	64

ГЛАВА 4. ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ДЕТЕКТИРУЮЩИХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ CdTe, CdZnTe

4.1. Разработка методики изготовления детектирующих структур	68
4.1.1. Технологические аспекты изготовления детектирующих структур на основе кристаллов	68
4.1.2. Создание контактов на исследуемых пластинах и кристаллах	71
4.2. Материал для исследований	72
4.3. Разработка комплексной методики исследования характеристик монокристаллов CdTe и CdZnTe	75
4.4. Результаты измерения электрофизических характеристик в CdTe, CdZnTe	78
4.4.1. Измерение ВАХ и удельного сопротивления образцов	78
4.4.2. Измерение эффективности сбора и подвижности носителей	81
4.4.3. Измерение спектральных характеристик фотопроводимости	86
4.4.4. Исследование глубоких центров захвата и рекомбинации неравновесных носителей заряда в детекторах	91
4.4.5. Измерение транспортных и вольт-амперных характеристик	

образцов	96
4.4.6. Измерение спектров ТРСГУ	100
4.1.7. Исследование корреляции наличия глубоких центров с транспортными характеристиками носителей заряда	108
4.4.8. Транспортные характеристики детектирующих структур CdTe, CdZnTe	110
4.1.9. Характеристики МПМ и p-i-n-детектирующих структур	117
4.1.10. Измерение спектрометрических характеристик детектирующих структур из CdTe, CdZnTe производства различных фирм	121
4.5. Анализ результатов измерений	140
 5. ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ДЕТЕКТОРОВ	145
5.1. Измерение технических характеристик детекторов копланарной конструкции на основе CdZnTe	145
5.2. Результаты измерений технических характеристик детекторов копланарной конструкции на основе CdZnTe	147
 ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ	158
 СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА	160
 СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	162

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность

С начала 1960-х годов начались активные попытки применения широкозонных полупроводников, таких как GaAs, CdTe, HgI₂, из которых наибольшее внимание привлек к себе CdTe (CdZnTe), как материал, предоставляющий возможность получения превосходного энергетического разрешения для внелабораторных компактных детекторных систем, работающих без охлаждения до температуры жидкого азота. CdTe (CdZnTe) обладает характеристиками, делающими его привлекательным для использования в исследовательских, промышленных и медицинских приложениях. Высокий атомный номер ($Z=50$) и высокая плотность предполагают высокую эффективность регистрации гамма-излучения; оптимальная ширина запрещенной зоны (1.5 эВ) обеспечивает низкий уровень токовых шумов; энергетическое разрешение намного лучше, чем у сцинтилляционных детекторов. В целом это дает возможность использования материала в приложениях, где требуется разрешение отдельных близко стоящих линий (1-6 кэВ) [1-6].

Созданные в последнее десятилетие полупроводниковые детекторы на основе полупроводников (CdTe, CdZnTe, HgI₂, GaAs), позволили решить широкий ряд практических задач создания аналитических приборов экспресс-анализа состава материалов. Детекторы из этих кристаллов не требуют охлаждения до температуры жидкого азота; для обеспечения малых темновых токов достаточно малогабаритного термоэлектрического охладителя мощностью 1-4 Вт, что существенно упрощает конструкцию регистрирующих элементов аналитических приборов по сравнению с приборами, созданными на основе HPGe (особо чистого германия), которые громоздки из-за использования либо систем охлаждения жидким азотом, либо электромеханических охладителей.

Монокристаллы CdTe (CdZnTe), выращенные существующими методами, обладают рядом недостатков: неоднородность микроструктуры, преципитаты, малоугловые границы, дислокации, включения Te (1-5 мкм) в виде второй фазы, низкая теплопроводность. В целом, кристаллы на основе соединений A_2B_6 имеют относительно высокое количество дефектов различной природы, для них существует сложность подбора типа и концентрации легирующих примесей, отсутствуют эффективные способы компенсации монокристаллов для обеспечения их высокого сопротивления. Неоднородность материала, наличие дефектов приводят к невозможности уменьшения размеров пикселей и шага стрипов на координатно-чувствительных детекторах, а также увеличивают рабочее напряжение смещения детекторов, также наблюдается поляризация планарных CdTe детекторов. Кроме того, получение монокристаллов необходимого размера (до 4-5 см) с достаточной чистотой и совершенством кристаллической решетки является сложной технологической проблемой.

При сохранении динамики улучшения параметров кристаллов в ближайшее время ожидается расширение их использования в различных областях науки и техники, таких как: астрофизика (гамма- и рентгеновская спектроскопия); медицина (компьютерные томографы, SPECT- и PET-сканеры, костные денситометры, X-Ray и гамма-камеры); геологоразведка и металлургия (каротаж скважин, неразрушающий контроль материалов); ядерные технологии (нераспространение ядерных и радиоактивных материалов, контроль и паспортизация ядерных отходов).

Актуальность исследования в направлении поиска исходного материала с оптимальными полупроводниковыми (ширина запрещённой зоны $1.48\div1.5$ эВ) и электрофизическими свойствами (высокое удельное сопротивление $\sim10^{10}$ Ом·см; транспортные характеристики - подвижность и время жизни носителей - $\mu\tau_e$ – $(3\div30)\cdot10^{-3}$ и $(1\div3)\cdot10^{-3}$ см 2 /В для CdZnTe и CdTe, соответственно) для практического применения в виде

полупроводниковых детекторов и спектрометров, практического использования широкозонных неохлаждаемых полупроводниковых соединений CdTe и CdZnTe группы (A_2B_6) в РФ, обусловлена требованиями наличия высоких характеристик в жестких условиях эксплуатации, миниатюризацией детекторов и сопутствующей электроники, энергетическим микропотреблением, применением новых алгоритмов обработки спектрометрической информации. Успехи применения спектрометрических детекторов рентгеновского и гамма-излучения на основе CdTe и CdZnTe, в изделиях для медицины, космических исследований и для экспериментов в области ядерной физики и радиационной безопасности, требуют высоких эксплуатационных характеристик детекторов, повышения их чувствительного объёма и энергетического разрешения.

Современные детекторы CdTe, CdZnTe по своим конструктивным и технологическим особенностям качественно отличаются от детекторов старого поколения, и их изготовление предполагает существенное повышение информации о характеристиках материала, о технологических способах их обработки. При разработке новых приборов существует потребность в детальном изучении электрофизических характеристик CdTe, CdZnTe; при этом следует понимать, что такие работы необходимо проводить комплексно, так как использование различных методик позволяет дополнять представления как об исследуемых параметрах материала, так и о процессах, лежащих в основе функционирования приборов. Конструирование современных приборов, работающих на новых разрабатываемых принципах, трудноосуществимо без применения компьютерного моделирования аппаратурного спектра или функциональных процессов в полупроводнике.

Цель настоящей работы: установление корреляции между электрофизическими параметрами исследуемых кристаллов CdTe и CdZnTe и детектирующих структур на их основе и характеристиками детекторов ионизирующих излучений.

Выбор объектов исследования обусловлен практической значимостью кристаллов и возможностью совершенствования их параметров. В соответствии с целью были поставлены следующие **основные задачи**:

1. Разработать комплексную методику и исследовать электрофизические характеристики кристаллов CdTe и CdZnTe.
2. Определить критические параметры материала, конструктивных элементов и особенностей технологии изготовления детектирующих структур (на основе кристаллов CdTe и CdZnTe), влияющих на качество детекторов и приборов.
3. Экспериментально изучить связь электрофизических характеристик с прецизионными спектрометрическими характеристиками.
4. Исследовать характеристики спектрометра энергий ионизирующих излучений на основе CdZnTe детектора.

Научная новизна

Установлено, что транспортные свойства электронов на детектирующих структурах CdZnTe выше, чем на CdTe; хорошие параметры транспортного переноса μ_e электронов на детекторных структурах CdZnTe определяются малой концентрацией глубоких и мелких центров захвата носителей. Зафиксированные в монокристаллах ловушки, влияющие на транспортные характеристики, имеют энергию (эВ): (0.32-0.33), (0.19-0.23), (0.44-0.46), (0.65-0.83); (0.91-0.94).

Разработана математическая модель процесса сбора заряда и формирования амплитудного спектра в детекторах на основе CdTe, CdZnTe при облучении гамма-квантами и выполнена ее апробация с использованием экспериментальных результатов измерений спектрометра на основе CdZnTe.

Разработана методология контроля электрофизических характеристик монокристаллов CdTe и CdZnTe, используемых для изготовления детекторов ионизирующих излучений.

Разработаны методы изготовления планарных и квазиполусферических детекторов, детекторов с p-i-n-структурами, копланарных,

стриповых и пиксельных детекторов и детекторных сборок на основе CdTe, CdZnTe для промышленного применения в дозиметрах, радиометрах, идентификаторах изотопного состава, спектрометрах рентгеновского и гамма-излучения, гамма-визорах, радиационных томографах и для научных исследований.

Теоретическая и практическая значимость

Впервые в РФ проведено комплексное исследование и выявлены особенности электрофизических параметров и свойств монокристаллов CdTe, CdZnTe ведущих отечественных и зарубежных производителей.

Выполнение исследований определяется потребностями атомной отрасли, медицины, различных отраслей науки и техники в широкозонных полупроводниковых детекторах с улучшенными метрологическими свойствами и возможностью работы при температурах окружающей среды до +60°С.

Систематизация электрофизических характеристик по типам технологий изготовления детекторов, позволяет оптимально разделять применения монокристаллов: для спектрометрии, для радиометрии, для дозиметрии ионизирующих излучений разных энергий и видов частиц.

Численные значения электрофизических характеристик используются при расчете оптимальных формы и размеров детектора ионизирующего излучения на основе CdZnTe, CdTe и системы электродов для дальнейшего практического применения в спектрометрах энергий ионизирующих излучений.

Результаты работы использованы при выполнении:

- ОКР по созданию портативных средств обнаружения радиоактивных материалов (для АО «ФЦНИВТ «СНПО «Элерон»);
- ОКР «Создание датчиков для измерительных каналов диагностики физических процессов ядерных энергетических установок на быстрых нейтронах» (для НИЯУ МИФИ);
- ОКР «Разработка современного комплекса малогабаритных радиометрических и спектрометрических приборов и рентгенфлуоресцентного

анализатора состава вещества на основе детекторов из широкозонных полупроводниковых материалов CdTe, CdZnTe» (для ГК «Росатом»);

- НИОКР «Исследование возможностей построения детекторов ионизирующего излучения на основе перспективных полупроводниковых структур для диагностики физических процессов ядерно-энергетических установок на быстрых нейтронах» (для АО «СНИИП»);

- НИОКР «Разработка комплекса технических средств для измерения объемной активности инертных радиоактивных газов в выбросах предприятий ядерного топливного цикла и других ядерно- и радиационно- опасных объектов» (для НИЯУ МИФИ).

Методология и методы исследования

В работе использовалась методология комплексного исследования полупроводниковых материалов CdZnTe, CdTe с применением различных методик и средств, включающих: измерение транспортных характеристик μ ; определение подвижности с помощью время-пролётной техники; определение параметров уровней захвата; измерение удельного сопротивления, определение объёмной и поверхностной составляющих токов утечки; исследование глубоких уровней и ловушек захвата и рекомбинации; исследования однородности; измерения электрического поля в детекторе.

Отдавалось предпочтение таким методикам исследования материала, изучаемые параметры которых непосредственно связаны с основными характеристиками детекторов или прямо влияющие на них.

Научные положения, выносимые на защиту

1. Математическая модель процесса сбора заряда и формирования амплитудного спектра в детекторах на основе CdZnTe и CdTe при облучении гамма-квантами, учитывающая шумовой вклад электроники (предварительного и формирующего предусилителей).

2. Разработанная методика измерения спектральных характеристик фотопроводимости обеспечивает обнаружение и определение концентрации примесных центров в полупроводниковом материале, позволяет выявлять

природу глубоких центров, изучать поверхностную рекомбинацию носителей заряда, оценивать поверхностное качество контактов при отработке технологии травления поверхности и ее пассивирования.

3. Высокая эффективность детекторов на основе монокристаллов обеспечивается электрофизическими параметрами материала в следующих пределах: удельное сопротивление 10^{10} Ом·см, транспортные характеристики (для электронов, $\mu\tau_e$): $(3\div30)\cdot10^{-3}$ для CdZnTe и $(1\div3)\cdot10^{-3}$ см 2 /В для CdTe.

4. На транспортные характеристики монокристаллов CdTe и CdZnTe основное влияние оказывает наличие глубоких ловушек и степень их заполнения.

Достоверность результатов диссертации обеспечивается проверкой теоретических положений экспериментальными исследованиями; корректной постановкой исследовательских задач; применением современных методов исследования и обработки экспериментальных результатов; апробацией на международных и всероссийских конференциях; публикациями основных результатов работы в рецензируемых центральных изданиях; использованием результатов работы на практике.

Основное содержание работы опубликовано в 12 печатных работах, включая 4 статьи в изданиях, рекомендованных ВАК.

Апробация работы Основные результаты диссертационной работы были представлены на форумах и конференциях: «ИНТЕРРА-2011» (г. Новосибирск); «Современные методы и технологии ядерного приборостроения» Россия (г. Москва, ОАО «СНИИП», 2012); XIX Международная научно-практическая конференция студентов и молодых учёных «Современная техника и технологии – 2013» (г. Томск,); «Ядерное приборостроение - 2013. Аппаратурное обеспечение» (г. Москва, ОАО «СНИИП»); 9th International Workshop 2014 Strong Microwaves and terahertz waves: sources and applications (Nizhniy Novgorod); LXV международная конференция NUCLEUS-2015 (СПб.); XIII международное совещание «Проблемы прикладной спектрометрии и радиометрии» (г. Санкт-Петербург, 2015.); XIII Международная конференция «Перспективные технологии,

оборудование и аналитические системы для материаловедения и наноматериалов» (г. Курск, 2016); 19th World Conference on Non-Destructive Testing (Мюнхен, 2016); Международная конференция «ЯДРО-2016» (г. Саров, 2016); семинар НТЦ УП РАН (г. Москва, 2016); научно-техническая конференция АО «СНИИП» (г. Москва, 2017); VI Международная конференция по фотонике и информационной оптике (г. Москва, 2017); 3-я Международная научно-практическая конференция «Физика и технология наноматериалов и структур» (г. Курск, 2017).

Работа по теме диссертации проводилась в соответствии с тематическими планами НИР, в рамках государственного контракта № Н.4х.44.90.13.1125 на выполнение научно-исследовательской и опытно-конструкторской работы «Разработка параметрического ряда детекторов рентгеновского и гамма-излучения нового поколения и технологии их создания на основе проведения комплексных исследований широкозонных полупроводниковых материалов CdTe и CdZnTe».

Личный вклад автора Диссидентом совместно с научным руководителем проводились выбор темы, планирование работы, постановка задач и обсуждение полученных результатов. Автором самостоятельно выполнены эксперименты по исследованиям электрофизических свойств монокристаллов, исследованию радиометрических и спектрометрических характеристик детектирующих структур, изготовленных из отобранных монокристаллов CdTe и CdZnTe, исследованы характеристики спектрометра энергий ионизирующих излучений на основе квазиполусферического CdZnTe детектора. Автором проведены расчеты, обработаны полученные результаты.

Структура и объём диссертационной работы Диссертационная работа состоит из введения, пяти глав, основных результатов и выводов, списка литературы. Работа содержит 168 страниц основного текста, 90 рисунков, 30 таблиц, список литературы из 88 источников.

ГЛАВА 1. АНАЛИЗ СОСТОЯНИЯ МИРОВОГО ПРИБОРОСТРОЕНИЯ НА ОСНОВЕ CdTe и CdZnTe

История развития приборостроения на основе CdTe и CdZnTe началась с середины 60-х годов с появления первых CdTe детекторов. В настоящее время детекторы на основе CdTe и CdZnTe являются единственными из всей группы широкозонных материалов (с шириной запрещённой зоны более 1,5 эВ), изготовление которых осваивается промышленно. Существует большое количество способов выращивания CdTe. Различные модификации метода Бриджмена дают возможность выращивать крупные слитки CdTe, но загрязнения расплава фоновыми примесями ограничивают применение метода. Основным способом выращивания кристаллов CdTe в настоящее время остается метод зоной плавки (ТНМ). Фирма «Acrorad», основной производитель кристаллов CdTe и детекторов на его основе, использует данный метод в качестве основного. Для получения высокоомного CdTe, в материал во время выращивания добавляется примесь (обычно хлор) [7], компенсирующая фоновые примеси и снижающая концентрацию структурных дефектов; таким образом достигается удельное сопротивление $10^9 - 10^{10}$ Ом·см.

С появлением в начале 90-х годов CdZnTe детекторов началась новая эра развития, с которой связано существенное расширение функциональных возможностей и областей применения приборов. Добавление Zn в расплав позволяет существенно снизить плотность дислокаций, других дефектов и выращивать крупные слитки с высокими транспортными характеристиками. Удельное сопротивление кристаллов CdZnTe при этом достигает величины $10^{10} - 10^{11}$ Ом·см, существенно повышая температурный диапазон использования детекторов вплоть до $50-70^\circ\text{C}$. Ширина запрещенной зоны у этого полупроводника имеет более высокие величины в сравнении с CdTe (1,53 – 1,64 эВ в зависимости от содержания Zn). Для выращивания монокристаллов CdZnTe используются различные методы. Так фирма «eVproducts» практикует в основном метод Бриджмена под высоким

давлением (HPVB), в то время как фирмы «Redlen» и «Eurorad» слитки CdZnTe получают методом ТНМ.

В настоящее время на мировом рынке CdTe, CdZnTe присутствуют как отечественные так и зарубежные производители исходных материалов (кристаллов) для производства спектрометрических, дозиметрических и токовых детекторов рентгеновского и гамма-излучения.

Производство детекторов на основе кристаллов CdTe и CdZnTe ежегодно увеличивается на 10-15%. Расширение областей применения детекторов излучений на основе кристаллов CdTe и CdZnTe идет параллельно с повышением требований к качеству кристаллов (отсутствием или минимизацией дефектов - границ блоков, двойников, включений, наличием преципитатов, дислокаций), к их размерам. Важным условием является воспроизводимость процесса производства для повышения выхода конечной продукции и обеспечения приемлемой цены.

За рубежом активно идут разработки аппаратуры и модулей на основе широкозонных детекторов. В 2000 году CdZnTe детекторы были предложены для замены HPGe (особо чистый германий) при работе в полевых условиях, но, несмотря на значительный прогресс в области детекторных технологий и электроники, эта задача до конца ещё не решена.

1.1. Области применения детекторов CdTe, CdZnTe

На базе неохлаждаемых детекторов создан ряд перспективных аналитических приборов, которые благодаря малым габаритам, низкому энергопотреблению, широкому диапазону рабочих температур и высоким метрологическим характеристикам, находят применение в задачах контроля ядерных материалов в МАГАТЭ, таможенного контроля, задач мониторинга технологических параметров на АЭС. Детектирующие структуры на основе широкозонных полупроводников также позволяют создавать мозаичные детекторы, что играет существенную роль при разработке медицинских приборов и приборов для исследования космического пространства.

Области применения CdTe и CdZnTe детекторов приведены в таблице 1.1.

Таблица 1.1. Области применения CdTe и CdZnTe

Области применения аппаратуры на ППД из CdTe и CdZnTe		
Атомная энергетика	Изготовление ТВЭЛОв	Контроль однородности урана в ТВЭЛАх
	Реакторы	Контроль при пуске реактора по потоку нейтронного и гамма-излучения
		Определение повреждения оболочек ТВЭЛОв и наличия прогрессирующих процессов
		Контроль газовых сред
		Регулировка положения стержней по потоку нейтронов
Получение урана	Регенерация топлива	Контроль примесей и содержания урана / плутония
	Учёт и контроль топлива	Контроль оборота ЯМ и ДРВ
	Поиск месторождений	Определение зон с повышенным фоном
		Пешеходный / автомобильный / самолётный поиск
	Разведка месторождения	Определение концентрации в месте залегания
		Оконтурирование границ месторождения
		Каротаж скважин
		Лабораторный анализ проб
Изотопная техника	Обогащение руд	Отбор руды из породы
		Сортировка руд по категориям
		Контроль за содержанием урана в растворах и пульпе
	Получение урана	Контроль за количеством примесей
	Изготовление изотопов	Контроль содержания изотопов и их селективного выделения
		Измерение активности изотопов
Изотопная техника	Поиск полезных / разработка ископаемых	Активационный анализ
		Рентгено-радиометрический анализ золота и платиноидов в образцах руд
	Аэрокосмическая отрасль	Гамма-альтииметр
		Гамма-локация
	Медицина	Определение содержания изотопов в тканях
		Дозировка излучения при терапии
		Диагностика
	Биология	Распределение изотопов в тканях
		Определение усвояемости веществ
	Химия	Контроль интенсивности излучения
		Разделение изотопов
	Автоматизация	Контроль за износом покрытий / толщиномер
		Дефектоскопия
		Гамма-реле
		Концентратомер
		Гамма-уровнемер
		Гамма-плотномер

Роспотребнадзор	Радиационная разведка местности (выполнение норм НРБ-99 и ОСПОРБ)
	Определение степени загрязнённости техники, одежды, продовольствия
	Индивидуальный дозиметрический контроль
Научные исследования	Исследования по термоядерному синтезу
	Исследования на ускорителях
	Космические исследования
	Исследования продуктов ядерных реакций
Защита от излучений	Контроль захоронения отходов производств
	Определение загрязнения поверхностей
	Дозиметрия на рабочих местах
	Контроль активности сточных вод / выбросов газов

1.2. Тенденции развития мирового приборостроения на основе CdTe, CdZnTe

В настоящее время основными ведущими производителями мира налажено промышленное производство высококачественных CdTe, CdZnTe детекторов. Характеризуя качество детекторов, обобщенным показателем которого являются транспортные характеристики электронов и дырок $\mu\tau$, о достигнутом уровне можно судить по следующим цифрам: величина $\mu\tau_e$ для электронов составляет $(3 \div 30) \cdot 10^{-3}$ и $(1 \div 3) \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{В}$ для CdZnTe и CdTe соответственно. Величина $\mu\tau_p$ для дырок в CdTe детекторах составляет $(1 \div 3) \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В}$. Перечень основных мировых производителей CdTe, CdZnTe детекторного качества приведен в таблице 1.2, где также приведен основной используемый метод выращивания и примерная доля мирового рынка. На основе этих кристаллов существует большое количество различных фирм и институтов, изготавливающих CdTe, CdZnTe детекторы для различных применений. Как правило, изготовители материала детекторного качества, стремятся также освоить и технологию их изготовления. В нашей стране производство материала CdTe, CdZnTe детекторного качества ведется в нескольких институтах и предприятиях. К сожалению, качество отечественного материала существенно хуже мировых образцов. Так, ведущий российский производитель материала, ОАО «Гиредмет»

выращивает CdZnTe с транспортными характеристиками $\mu\tau_e$ для электронов в материале со значениями, не превышающими $(0,5 \div 0,8) \cdot 10^{-3}$ см²/В.

Таблица 1.2. Основные производители CdTe, CdZnTe

Производитель	Материал	Доля рынка, %
«eV», США	CdTe,CdZnTe	36 (CdZnTe)
«Redlen», Канада	CdZnTe	25
«Acrorad», Япония	CdTe	49
«Eurorad», Франция	CdTe,CdZnTe	37 (CdTe)
«Imarad», Израиль	CdZnTe	19

О росте мирового производства CdTe, CdZnTe, используемых для изготовления детекторов ионизирующего излучения, можно судить по рисунку 1.1.

Достигнутый прогресс в выращивании CdTe и CdZnTe в настоящее время привели к созданию высококачественных детекторов, применяемых в различных целях. Условно области применения можно разбить на 5 основных групп:

- медицина;
- приборы элементно-структурного и приборы для контроля технологических процессов в промышленности и геологии;
- безопасность;
- космические исследования;
- гамма-спектрометрия.

Детекторы на основе CdTe и CdZnTe в силу своих достоинств (высокая эффективность и энергетическое разрешение) нашли очень широкое в медицинских радиографических установках, где в основном используются в виде пиксельных детекторов. В свою очередь спектр предназначения таких установок широк: от систем рентгеновской компьютерной томографии до небольших радиологических приборов для маммографии. В зависимости от предназначения были созданы пиксельные CdTe и CdZnTe детекторы с величиной пикча от 100 мкм до единиц мм. Сигнал с детектора снимается и

обрабатывается с помощью специально разработанных интегральных схем (ASIC).

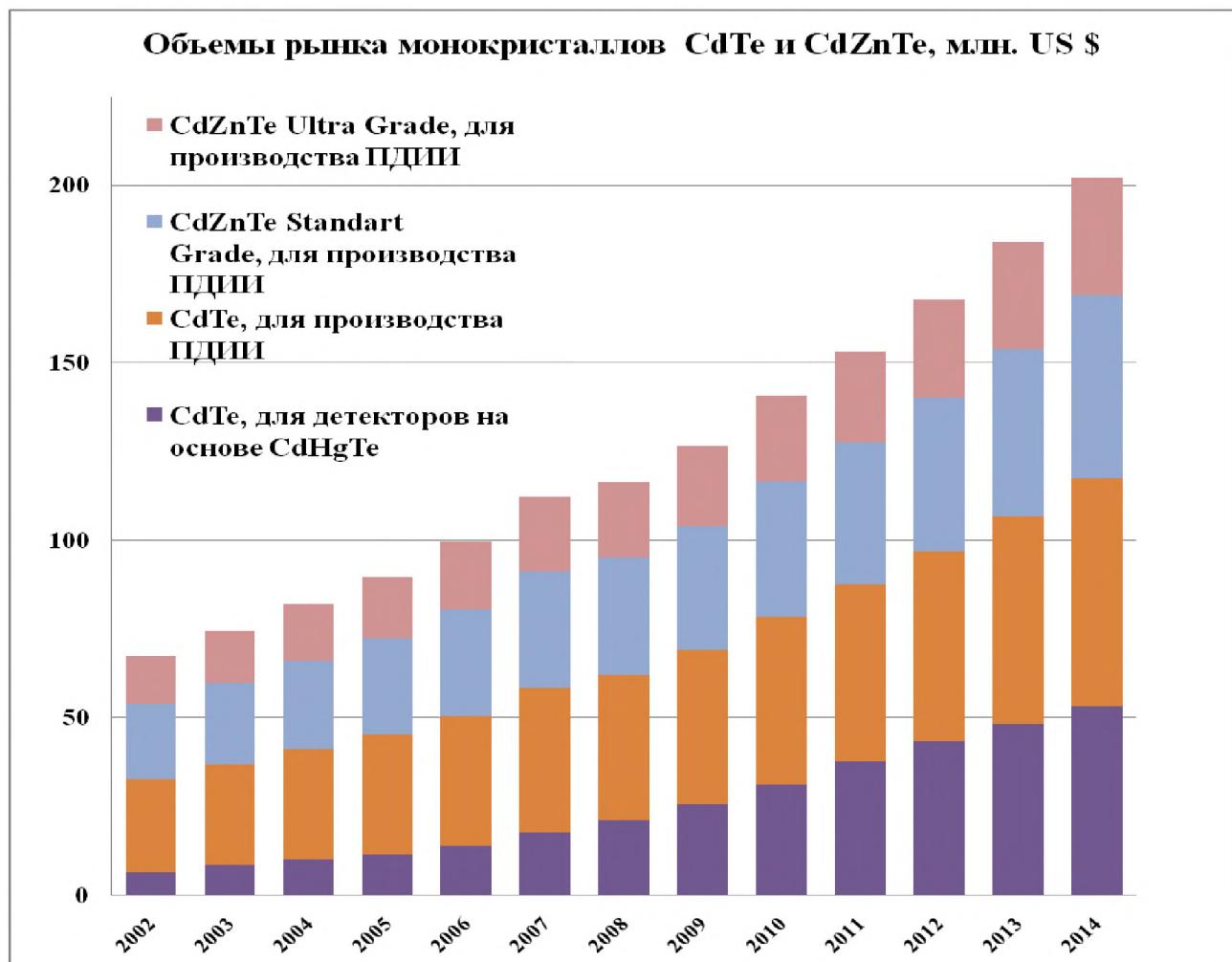


Рисунок 1.1. Объем рынка монокристаллов CdTe, CdZnTe

Указанные достоинства, а также высокое пространственное разрешение обеспечивает конкурентные преимущества CdZnTe пиксельных детекторов перед стандартными сцинтилляционными сборками, ксеноновыми камерами и детекторами из аморфного кремния или селена.

Другие применения детекторов в медицине связаны с их использованием в ядерной медицине. Были созданы различные гамма-камеры в системах позитронной эмиссионной компьютерной томографии (PET,

SPECT) и миниатюрные медицинские зонды для получения локальной картины состояния лимфатических узлов.

Указанные возможности CdTe и CdZnTe пиксельных детекторов используются также в промышленных рентгеновских установках и компьютерных томографов при неразрушающей диагностике различных деталей и сложных сборок. Просвечивание хорошо поглощающих объектов предполагает использование высокоэнергетических рентгеновских фотонов вплоть до энергии 10 МэВ.

При анализе элементного состава вещества возможны задачи определения концентрации элементов с большим атомным весом. В этих случаях из-за невысокой эффективности определения К-линий характеристического излучения этих элементов обычными кремниевыми детекторами может быть предпочтительной использование блоков детектирования на основе CdTe и CdZnTe детекторов. Для решения подобных задач американской фирмой «Amptek» промышленно выпускается детектор XR-100T-CdTe.

Контроль и учет ядерных материалов неразрушающими бесконтактными методами является ключевым элементом глобальной безопасности. В большинстве случаев такая проверка, как известно, проводится с помощью трех групп детекторов гамма-излучения: детекторами NaI, HPGe и CdTe, CdZnTe детекторами. Последняя группа в последнее время приобрела большое распространение из-за появления CdZnTe детекторов большого объема 500 мм³ и 1500 мм³. Благодаря малым размерам CdTe и CdZnTe детекторы позволяют проводить измерения в ограниченных пространствах, вводя туда небольшие зонды или контролировать сборки с отработавшим топливом в воде. Существуют две основные задачи при контроле ядерного топлива: проверка обогащения урана изотопом ^{235}U и степени его выгорания. Для решения этих задач были разработаны детекторы разных конструкций на основе CdTe и CdZnTe. Существуют и другие важные

области использования CdTe и CdZnTe детекторов, например, в портативных спектрометрах и идентификаторах изотопного состава элементов.

Анализ представленных выше данных позволяет установить следующие тенденции развития приборостроения на основе CdTe, CdZnTe:

- Увеличение объема производства кристаллов CdTe, CdZnTe на 10-15% в год.
- Снижение стоимости материала.
- Повышение требований к качеству детекторов - энергетическое разрешение на уровне 0,5-1% по линии радионуклида Цезий-137 662 кэВ с увеличением его объема до 10 см³. Это обусловлено тем, что, хотя детекторы CdZnTe большого объема: превосходят сцинтилляторы NaI по энергетическому разрешению (более 6% по линии 662 кэВ) в последнее время появилось несколько сцинтилляционных материалов, которые будут составлять конкуренцию CdZnTe большого объема: LaBr₃(Ce) и LaCl₃(Ce). На этих детекторах было достигнуто разрешение 2,9% по линии 662 кэВ. Конкуренцию также могут составить ксеноновые камеры с сеткой Фриша, работающие при большом давлении и показывающие разрешение 2,2% при компенсации.

Таким образом, возрастают требования к однородности детектирующего материала и его структурному совершенству - отсутствию блочности, преципитатов Te и т.д.

1.3. Анализ технологий изготовления детекторов ионизирующих излучений на основе CdTe, CdZnTe

За предшествующие годы было проведено большое количество работ по изучению характеристик материала и детекторов на основе CdTe и CdZnTe многочисленными исследовательскими группами в мире и в РФ. По мере накопления знаний, совершенствования технологии выращивания и изготовления детекторов улучшались также их транспортные и спектрометрические характеристики. Улучшение технических характеристик монокристаллов и их размеров постоянно приводит к расширению

возможностей детекторов удовлетворять новым метрологическим задачам в различных областях науки, промышленности, медицины и безопасности. Эти обстоятельства, а также специфические свойства широкозонного материала, когда транспортные характеристики одного типа носителей, как правило дырок, существенно хуже, обусловили создание большого количества технологий изготовления детектирующих структур, различающихся по конструктивным, функциональным особенностям, способам формирования и обработки сигналов, пассивации рабочих поверхностей с целью уменьшения токов утечки, способам нанесения контактов, выполнения диффузии индия.

1.3.1. Планарные детекторы рентгеновского и гамма-излучения CdTe, CdZnTe на основе структуры МПМ

Исторически первыми были созданы планарные CdTe и CdZnTe детекторы фотонного излучения, имеющие структуру МПМ в силу простоты технологии изготовления и их использования. Применение планарных CdZnTe вместо CdTe при комнатной температуре может быть предпочтительнее в некоторых случаях из-за более низкого уровня токов утечки детекторов.

В результате достигнутого прогресса в технологии выращивания кристаллов CdZnTe были изготовлены детекторы большого объема (10 см^2) с толщиной более 1 см [9]. Основной фактор, сдерживающий использование МПМ детекторов таких размеров, – это неполный сбор дырочных носителей при регистрации гамма-излучения с энергией более 200 кэВ, что приводит к деградации фотопика и уменьшению фактической эффективности регистрации ППП. Поэтому для использования CdZnTe в целях регистрации гамма-излучения в диапазоне энергий до 1,5-3 МэВ были предложены другие конструкции детекторов, которые будут рассмотрены ниже. При дальнейшем увеличении объема CdZnTe детекторов шумы детекторов, обусловленные токами утечки, могут стать доминирующим фактором, ограничивающим их использование при комнатной температуре. Промышленное производство

планарных детекторов объемом 500 мм^3 освоено ведущими фирмами-изготовителями («eV Microelectronics и «Redlen»).

1.3.2. Планарные детекторы рентгеновского и гамма-излучения на основе CdTe, CdZnTe с барьером Шоттки или p-n-переходом

Существует большое количество задач регистрации рентгеновского и гамма-излучений, где необходимо использование высококачественных CdTe и CdZnTe детекторов достаточно большого объема с высоким энергетическим разрешением, например, в рентгенфлюоресцентном анализе (РФА). Применение CdZnTe детекторов для этих целей, как правило, исключается в связи с плохим сбором дырок. Применение планарных спектрометрических детекторов CdTe при комнатной температуре ограничено из-за больших токов утечки и связанными с ними тепловыми шумами. Большие токи также не позволяют прикладывать высокое напряжение к детектору. Для уменьшения токов утечки применяют планарные p-i-n-структуры или структуры с барьером Шоттки, в которых при приложении напряжения происходит обеднение чувствительного объема детектора основными носителями. Токи утечки таких детекторов имеют величины порядка 10^{-10} А , что существенно меньше вклада в энергетическое разрешение других источников. CdTe детекторы имеют хорошие транспортные характеристики - $\mu\tau$ электронов и дырок 10^{-3} и $10^{-4} \text{ см}^2/\text{В}$, соответственно. Но для сбора всех носителей, в особенности дырок, необходимо прикладывать электрические поля не меньше $(1-3) \cdot 10^4 \text{ В/см}$. Для уменьшения вклада тепловых шумов применяется охлаждение до температур -40°C термоэлектрическим холодильником детектора и головного каскада ЗЧПУ с расположенным на нем полевым транзистором и резистором обратной связи. В этих условиях также слабо проявляется эффект поляризации детекторов - один из основных недостатков детекторов с барьером. Такая конструкция блока детектирования является стандартной.

Токи утечки детектора при этом составляют $10^{-11} \div 10^{-12}$ А, что позволяет достичь высокого энергетического разрешения. При изготовлении барьера Шоттки обычно применяются In-электроды [10]. Промышленное производство таких CdTe детекторов налажено фирмой «Acrorad». Этому способу присущи недостатки, связанные с чувствительностью контактов ко внешним воздействиям и невысокой надежностью приборов. Типичные величины энергетического разрешения Шоттки CdTe-детекторов при их облучении источником ^{241}Am составляют 530 эВ по линии 14 кэВ и 810 эВ по линии 59,5 кэВ [7]. При альтернативном способе изготовления барьера создается глубоко расположенный p-n переход с помощью термической диффузии лития. Обратный контакт к таким детекторам создаются осаждением или напылением тонкого слоя золота или платины. На CdTe p-i-n детекторах площадью 20 mm^2 и толщиной 1,5 мм было получено энергетическое разрешение менее 270 эВ по линии 5,9 кэВ (источник ^{55}Fe) и 330 эВ по линии 17,7 кэВ (источник ^{241}Am) [8].

На CdTe p-i-n детекторах размером $2\times 2\times 1$ мм при комнатной температуре было получено энергетическое разрешение 2,1 кэВ по линии 59,5 кэВ источника ^{241}Am и 3 кэВ по линии 122 кэВ источника ^{57}Co .

1.3.3. Детекторы с преимущественно электронным сбором заряда.

Квазиполусферические детекторы. Детекторы Фриша. Пиксельные детекторы

Захват дырочных носителей и неоднородность материала ограничивает применение CdTe и CdZnTe планарных детекторов большого объема. Удовлетворительное энергетическое разрешение можно достичь лишь для низкоэнергетических фотонов рентгеновского и гамма-излучения менее 122 кэВ. Для решения этой проблемы предложены различные конструкции детекторов и, в частности, электродов, в которых индуцированный заряд на электродах практически не зависит от движения дырок. Такая методика сбора носителей с преимущественно электронным сбором заряда стали

становится популярной у разработчиков CdZnTe детекторов гамма-излучения. Исторически первая такая конструкция для CdZnTe детектора копланарного детектора была предложена в [9]. Его конструкция будет рассмотрена в следующем параграфе. Предложенная конструкции, как и остальные другие, восходят к идеи введению сетки в плоскопараллельную ионизационную камеру [10], впервые предложенную Фришем в 1944 г. для ограничения вклада ионного тока.

Было показано, что если в CdZnTe пиксельном детекторе размеры пикселя гораздо меньше толщины детектора, и на пиксели подается положительное напряжение смещение для сбора электронов, то индуцированный заряд на пикселе наводится только в результате движения электронов. Расчет индуцированного заряда на пикселе, проводится на основе теоремы Рамо [11]. Вычисление весового потенциала показывает, что он остается невысоким практически во всей области детектора и только в непосредственной близости от анодного пикселя начинает резко возрастать, как это можно видеть на рисунке 1.2. Поэтому большая часть заряда начинает генерироваться при подходе электронных носителей вплотную с анодом, и захват дырок уже может не влиять на ухудшение энергетического разрешения. В [12] было показано, что при применении коррекции захвата электронов на пиксельном детекторе можно достичь энергетического разрешения менее 2% по линии Cs¹³⁷ 662 кэВ.

Другая конструкция CdZnTe детекторов связана с так называемым кольцевым детектором Фриша. Существуют различные модификации такой конструкции. Первоначально предложенный детектор представлял собой трапециoidalный датчик с небольшим сплошным кольцевым электродом по контуру боковых сторон возле анода. В настоящее время достаточно широко используется вариант детектора CdZnTe формы параллелепипеда с невысоким аспектным отношением стороны к толщине детектора. На боковых сторонах этого детектора через слой изолятора располагается проводящая экранированная пленка, обычно находящаяся под потенциалом

анода. В подобных схемах конструкцию лучше представлять как формирование виртуальной сетки Фриша, функционирование которой аналогично описанной выше. В данном случае внутри также существует область с быстрым индукционным сбором заряда и область, где движение носителей практически не оказывается на генерации сигнала. Такая конструкция достаточно проста, и на таких детекторах было достигнуто разрешение 1,5% по линии 662 кэВ.

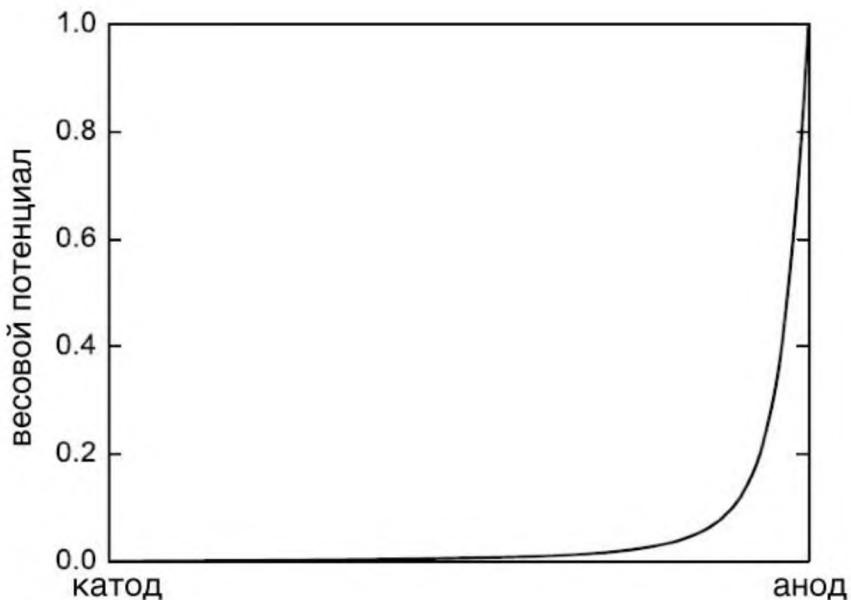


Рисунок 1.2. Распределение весового потенциала в пиксельном детекторе

Квази-полусферическая конструкция детектора известна сравнительно давно. В ней также используются описанные выше принципы функционирования. Геометрия такого детектора устанавливается соотношением:

$$\frac{a}{h} = \frac{b}{h} = 2, \quad (1.1)$$

где a , b , h – геометрические размеры детектора. Рассчитанный весовой потенциал показан на рисунке 1.2. Как видно из рисунка 1.3, распределение потенциала также способствует более качественному сбору электронов

относительно дырок. На детекторах полусферической конструкции было получено разрешение около 2% по линии 662 кэВ и около 3% по линии 122 кэВ.

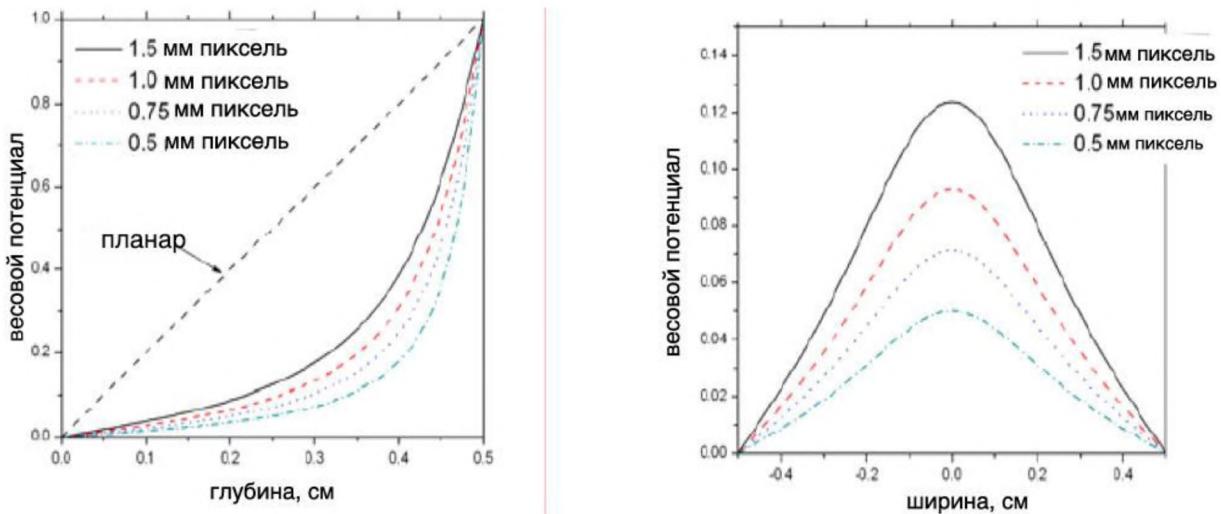


Рисунок 1.3. Распределение весового потенциала в квази-полусферическом детекторе с различными размерами анодного электрода

1.3.4 Детекторы с преимущественно электронным сбором заряда.

Копланарные детекторы

Копланарный детектор, как было упомянуто, впервые был предложен в 1995 г. Его анод состоит из пары параллельных вложенных вдруг друга стриповидных «гребенок». Потенциалы, поданные на аноды относительно катода, различаются на небольшую величину, которая гораздо меньше напряжения смещения. Электрод с более высоким потенциалом служит для собирания заряда, другой электрод служит для подавления индукции заряда, обусловленной движением дырок. При движении дырок к катоду они индуцируют на анодах одинаковые сигналы. При движении электрона в непосредственной близости от анодной плоскости он дрейфует к электроду с более высоким потенциалом и сигнал от собирающихся электронов быстро

растет. При этом чистый сигнал, получающийся при вычитании анодных сигналов друг из друга не зависит от вклада дырочных носителей.

Для компенсации захвата электронов обычно используется подстройка усиления анодных сигналов до подачи на схему вычитания. На копланарном CdZnTe детекторе объемом 2,3 см³ было получено энергетическое разрешение около 1,6% по линии Cs¹³⁷ 662 кэВ. Несмотря на полученные результаты, необходимо учитывать ряд факторов, сдерживающих их применение. К ним можно отнести:

- сложность конструкции. Для получения хороших величин энергетического разрешения необходимость искать оптимальные конструктивные и геометрические характеристики анодных электродов;
- высокие требования к однородности материала;
- используемая электронная компенсация зависит от температуры. Это обстоятельство может влиять на ограниченный температурный диапазон детекторов.

ГЛАВА 2. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК CdTe, CdZnTe

Современные детекторы CdTe, CdZnTe по своим конструктивным и технологическим особенностям качественно отличаются от детекторов старого поколения, и их производство предполагает существенное повышение знаний о характеристиках материала, о технологических способах их обработки. Поэтому при разработке новых приборов существует потребность в исследовании электрофизических характеристик CdTe, CdZnTe. При этом важно проводить такие работы комплексно, т.к. использование различных методов позволяет дополнять представления об исследуемых параметрах материала и о процессах, лежащих в основе функционирования приборов. Очевидно также, что конструирование приборов, работающих на новых принципах, трудно осуществимо без применения компьютерного моделирования аппаратурного спектра или функциональных процессов в полупроводнике.

Для более эффективного использования методов исследований полупроводниковых материалов важна обратная связь с практическими сторонами изготовления и функционирования приборов. Это подразумевает также необходимость установления корреляций между характеристиками приборов и электрофизическими параметрами исследуемых материалов. Оценка характеристик материала от разных поставщиков может позволить определить критические параметры материала, конструктивных элементов, топологии электродов и деталей технологии изготовления, влияющих на качество детектирующих структур и приборов.

Существует богатый арсенал хорошо отработанных методов исследования полупроводниковых материалов. Измерение конкретных электрофизических параметров, как правило, можно проводить различными альтернативными способами. Поэтому всегда стоит проблема выбора той или иной методики.

2.1. Исследование транспортных характеристик

При изучении электрофизических характеристик детекторного CdTe (CdZnTe) основное внимание нами уделялось измерению тех параметров материала, которые, в первую очередь ответственны за качество изготавливаемых из него детекторов (за энергетическое разрешение, эффективность регистрации, энергетический диапазон регистрируемого излучения).

К таким параметрам относится значение произведения подвижности носителей заряда μ на их время жизни τ . Параметры $\mu\tau$ характеризуют процесс сбора неравновесных носителей заряда, образующихся в чувствительном объеме детектора при облучении ионизирующим излучением.

Определение $\mu\tau$ в детекторных материалах CdTe, CdZnTe проводили путем измерения эффективности сбора заряда при облучении детектора частицами с коротким пробегом. Обычно используется возбуждение носителей альфа-частицами, длина пробега которых не превышает 20 мкм, что существенно меньше толщины детектора. Поэтому для определения эффективности сбора заряда cce использовали соотношение Гехта [13], предполагая однородность электрического поля и отсутствие обратного выброса носителей в зону:

$$cce = \frac{Q}{Q_0} = \frac{\mu_e \tau_e E}{h} \left(1 - \exp\left(-\frac{h}{\mu_e \tau_e E}\right)\right), \quad (2.1)$$

где Q и Q_0 – величина электрического заряда на собирающих электродах исследуемого и эталонного образцов, соответственно; h – протяженность чувствительной области структуры вдоль направления электрического поля.

Приведённое выражение справедливо для сбора электронов при облучении со стороны катода. Для создания неравновесных носителей можно использовать также источники рентгеновского или гамма-излучения, проводя анализ по фотонам невысокой энергии 10÷30 кэВ. В этом случае вероятность

рекомбинации электронно-дырочных пар в треке будет несколько меньше. Величина $\mu\tau$ выделяется путем процедуры подгонки экспериментальной кривой зависимости cse от напряженности поля E уравнением (2.1).

2.2. Определение подвижности с помощью время-пролетной техники

Подвижность определяется из измерений формы импульса. Из анализа времени нарастания импульса выделяется время дрейфа t_e . Если время дрейфа меньше времени свободного пробега носителя, то верно соотношение (2.2):

$$t_e = \frac{h}{\mu E} = \frac{h^2}{\mu U}, \quad (2.2)$$

где h – толщина детектора, U – напряжение смещения на детекторе.

Время жизни неравновесных носителей определяли из измеренных величин $\mu\tau$ и подвижности.

2.3. Определение параметров уровней захвата

На практике на эффективность собирания носителей заряда влияет их выброс с уровнем захвата. Если провести измерения температурных зависимостей эффективности сбора электронов и дырок, то можно получить энергию ловушек захвата. Для времени выброса носителя в соответствующую зону τ_D можно записать [14]:

$$\tau_D = \frac{1}{\sigma\gamma T^2} \exp\left(\frac{E_a}{kT}\right), \quad (2.3)$$

где σ – сечение захвата, E_a – энергия активации и γ – константа.

2.4. Измерение удельного сопротивления. Определение объемной и поверхностной составляющей токов утечки детекторов

Удельное сопротивление материала является его важнейшей характеристикой, а стандартным методом его измерения является метод

Ван-дер-Пау. Наиболее простые измерения проводятся на плоских образцах квадратной формы, на углы которых наносятся омические контакты. Учитывая, что CdTe и CdZnTe высокоомные полупроводники, метод Ван-дер-Пау и четырех- и двух-зондовые методы плохо работают в них при определении удельного сопротивления. В этих методах также невозможно учесть вклад поверхностных токов, которые всегда присутствуют в детекторах CdTe и CdZnTe. Поэтому определение удельного сопротивления обычно проводят на сэндвич или планарных структурах. Для того чтобы избежать учета вклада поверхностных токов, создаются структуры с охранными кольцами. В рамках этой модели можно также измерять поверхностный вклад в общий ток утечки. Удельное сопротивление ρ в рамках такой простой модели определяется как:

$$\rho = \frac{U S}{I h}, \quad (2.4)$$

где S – площадь центрального электрода и I – ток утечки, протекающий через него.

При определении удельного сопротивления необходимо учитывать существование барьера Шоттки на электродах из-за разницы работы выхода металла и электронным сродством. Идеальная вольт-амперная термоионная зависимость диода Шоттки с учетом последовательного сопротивления R_S имеет вид:

$$I = I_s \left\{ \exp \left[\frac{q(U - IR_S)}{kT} \right] - 1 \right\}, \quad (2.5)$$

где I_s – ток насыщения.

Для высокоомного полупроводника влияние барьеров будет ограничиваться в диапазоне напряжений, в котором токи ограничиваются последовательным сопротивлением, и поведение полупроводника будет иметь квазиомический характер. Поэтому точное и надежное определение удельного сопротивления в высокоомных образцах CdTe и CdZnTe

необходимо проводить при малых напряжениях, работая при очень малых уровнях тока [15].

Измерение температурной зависимости проводимости несет информацию о механизме проводимости и глубоких центрах, контролирующих уровень Ферми в CdTe и CdZnTe.

Применение двух и четырех зондовых методов измерения проводимости удобно использовать при контроле технологических операций.

2.5. Исследование глубоких уровней и ловушек захвата и рекомбинации с помощью методик ТРСГУ и фотопроводимости

Захват и рекомбинация носителей через глубокие уровни в CdTe и CdZnTe может оказывать влияние на эффективность сортирования неравновесного заряда. Кроме этого с глубокими уровнями могут быть связаны неоднородности распределения поля внутри детектора, что является одной из причин уширения амплитудного спектра. Многочисленные исследования также свидетельствуют о том, что накопление заряда на них является одной из причин поляризационных процессов в детекторах. Наконец глубокие центры участвуют в процессах самокомпенсации и образовании полуизолирующих кристаллов CdTe и CdZnTe. Сами указанные процессы и параметры глубоких центров, участвующих в них, окончательно не установлены.

Таким образом, существует необходимость правильно измерять характеристики глубоких центров и по возможности идентифицировать их в используемых кристаллах CdTe и CdZnTe. Концентрации структурных дефектов, таких как вакансии и комплексов с их участием могут быть достаточно низкими – $10^{-9} \div 10^{-11}$ см⁻³. Чувствительность метода должна позволять видеть подобные дефекты.

Для определения параметров глубоких уровней обычно используют несколько методик: ТРСГУ, TEES, DLTS, ТСП.

Измерение температурно-стимулированной проводимости (метод ТСП) является самым изученным методом. Но большая величина темновых токов

полупроводников ограничивают применение этой методики сравнительно низкими энергиями залегания уровней. Применение стандартной емкостной релаксационной спектроскопии глубоких уровней (DLTS) для высокоомных образцов CdTe и CdZnTe невозможно в связи с трудностями измерения барьерной емкости даже на низких частотах. В [16] было рекомендовано применение методов TEES для высокоомных образцов CdTe, CdZnTe в случае как слабой, так и сильной интенсивности повторного захвата носителей. Поэтому вместо этого предлагается использовать ТРСГУ токовую релаксационную спектроскопию глубоких уровней. Метод основан на измерении температурной зависимости релаксаций тока после импульсного возбуждения носителей и заполнения ими ловушек. С помощью метода ТРСГУ возможно определить энергетическое положение ловушек и их сечение захвата. Так как заполнить ловушки электрическими импульсами невозможно из-за малых темновых токов, то обычно для этих целей используется оптическое возбуждение. В качестве источника света могут быть выбраны соответствующие светодиоды (с длиной волны около 770 нм). Измерения проводятся в диапазоне температур 100-300 К. Считая вероятность повторного захвата носителей на ловушки ничтожной, скорость эмиссии e_n захваченных носителей с ловушки с энергией ее залегания E_t после возбуждения равна [17]:

$$e_n = AT^2 e^{-\frac{-E_t}{kT}}, \quad (2.6)$$

где параметр А учитывает некоторые характеристики материала, включая сечение захвата на ловушку.

Практически для определения параметров ловушки анализируется релаксация тока с помощью нормализованного 2-х гейтного метода. Измеряются температурные зависимости $\Delta I = I(t_1) - I(t_2)$ с фиксированным соотношением $t_1/t_2 = 1/10$. При совпадении времени эмиссии носителя с

ловушки с временным окном $\tau = (t_2-t_1) / \ln(t_2/t_1)$ в спектре ТРСГУ наблюдается пик.

Логично исследовать рекомбинационные явления и процессы захвата носителей на ловушки также с помощью другой широко применяемой методикой – стационарной и импульсной фотопроводимости. Определение транспортных характеристик носителей прямо связаны со стационарной фотопроводимости.

Спектральное распределение примесной фотопроводимости используется для обнаружения и определения концентрации примесных центров в полупроводниковом материале. Важное преимущество этого метода анализа по сравнению с некоторыми другими (например, адсорбционными методами) заключается в значительно большей чувствительности. Минимальный сигнал определяется величиной темновой проводимости. А при применении способов модулирования фототока, чувствительность может быть дополнительно повышена. Спектральный анализ фотопроводимости может быть использован также при определении природы глубоких центров. Спектральный анализ в CdTe и CdZnTe проводят обычно в диапазоне 600-1500 нм.

Зависимости фотопроводимости от напряжения, интенсивности и температуры также несут дополнительную информацию о глубоких уровнях при анализе в рамках модели, развитой в [18]. Наконец, с помощью методики фотопроводимости можно исследовать рекомбинацию носителей не только в объеме, но и изучать поверхностную рекомбинацию носителей, применяя методику [19]. Скорость поверхностной рекомбинации s при освещении поверхности сильно поглощаемым пучком света влияет на величину фототока как:

$$I = \frac{I_0}{1 + s/\mu E} \frac{\mu\tau E}{h} \left\{ 1 - e^{-\frac{h}{\mu\tau E}} \right\}. \quad (2.7)$$

Определение поверхностных характеристик важно при отработке технологии травления поверхности, ее пассивирования и процессов нанесения контактов [20].

2.6. Исследование однородности полупроводника

Энергетическое разрешение детекторов, в основном, определяется флуктуациями сбора заряда в объеме детектора. В свою очередь на величину флуктуаций сбора заряда большое влияние оказывает однородность распределения ловушек захвата. Однородность отклика детектора, а значит и однородность материала, приобретает также особую важность при его использовании в приборах регистрации изображения. Поэтому особое значение приобретает необходимость контроля однородности полупроводника. Контроль проводили сканированием образца относительно коллимированного источника возбуждения; измеряли эффективность сбора носителей при возбуждении альфа- и гамма-источником. Исследование однородности проводили с помощью коллимированного ИК лазера, измеряя фототок.

2.7. Измерение распределения электрического поля в детекторе

Распределение электрического поля внутри детектора оказывает большое влияние на сорбцию носителей. Известно несколько способов для характеристики поля в детекторах CdTe и CdZnTe. Прямой и наиболее мощный метод основан на электрооптическом эффекте и широко используется при измерении распределения поля [21, 22]. CdTe и CdZnTe относятся к группе кристаллических материалов, в которых наблюдается электрооптический эффект, заключающийся в изменении плоскости поляризации света, проходящего через полупроводник, пропорционально напряженности электрического поля. Если фокусировать ИК свет вдоль поверхности, то можно измерять распределения электрического поля с пространственным разрешением вплоть до 20 мкм.

Другой метод - метод переходных токов [23] - основан на измерении токовых импульсов, разрешенных во времени, возникающих при индуцировании сигнала на электроде. В соответствии с теоремой Рамо [11] токовый импульс связан с полем как:

$$I(t) = \frac{q\mu}{h} E(x(t)). \quad (2.8)$$

Регистрация токовых импульсов осуществляется с помощью быстрого токового предусилителя.

Третий метод использует зависимость собранного заряда в зависимости от места возникновения неравновесного заряда x_0 , полученную сканированием возбуждающего пучка протонов. Выражение для собранного заряда можно записать как:

$$Q(x_0) = \frac{Q_0}{h} \left\{ \int_{x_0}^h \exp \left[- \int_{x_0}^x \frac{dx'}{\lambda_h(x')} \right] dx + \int_0^{x_0} \exp \left[- \int_x^{x_0} \frac{dx'}{\lambda_e(x')} \right] dx \right\}, \quad (2.9)$$

где λ_e и λ_h – средние длины дрейфа электронов и дырок связаны с временем жизни и скоростью дрейфа электронов и дырок как:

$$\lambda_e(x) = \mu_e \tau_e E(x), \quad (2.10)$$

$$\lambda_h(x) = \mu_h \tau_h E(x). \quad (2.11)$$

Решение (1.9) относительно поля E само по себе является сложной задачей. Существуют подходы его решения, связанные с моделированием отклика детектора методом Монте-Карло, либо численным дифференцированием уравнения [24].

Результаты главы опубликованы в работе [A12].

ГЛАВА 3. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА СБОРА ЗАРЯДА И ФОРМИРОВАНИЯ АМПЛИТУДНОГО СПЕКТРА В ДЕТЕКТОРАХ НА ОСНОВЕ CdTe, CdZnTe ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ГАММА-КВАНТАМИ

Для установления основных закономерностей процесса формирования спектра и исследования влияния на него различных факторов в диссертации разработана математическая модель процесса сбора заряда и формирования амплитудного спектра гамма-излучения.

Разработанная модель основана на модели вычислений спектра методом Монте-Карло при регистрации излучения с помощью детекторов типа CdTe и CdZnTe. Необходимость использование метода Монте-Карло для моделирования амплитудных спектров связана со следующими причинами:

- часто возникает задача прогнозирования амплитудных спектров гамма-излучения для различных энергий с использованием реальных геометрий облучения. В результате анализа спектра можно получить количественные оценки важных характеристик спектрометра, таких как абсолютная эффективность. Сравнение модельного и реального спектров позволяет судить также о некоторых характеристиках детектора, измерение которых может быть сопряжено с экспериментальными трудностями.

- планирование эксперимента дает возможность заранее определять параметры спектрометров и используемых в них детекторов, такие как транспортные характеристики μt , их размеры, электрические поля, геометрию облучения, включая внешние экраны, и параметры спектрометрического тракта, необходимые для получения заданных спектрометрических характеристик. При изготовлении детекторов это также позволит определить различные области слитков материала с разными транспортными характеристиками для решения поставленных задач.

Расчет амплитудного спектра гамма спектрометра основывается на учете следующих трех основных физических процессов:

- поглощение гамма-излучения и образование неравновесных носителей заряда в материале детектора;
- сбор образованного заряда в детекторе с учетом реального распределения электрического поля в объеме и формирование зарядового импульса;
- учет расширения спектра вследствие шумового вклада, вносимого спектрометрическим трактом вместе с детектором, статистической флюктуации числа образуемых носителей и влияния неоднородного сбора носителей.

При решении поставленной задачи (моделирование отклика детектора) хорошо зарекомендовали себя программы, использующие метод Монте-Карло для компьютерного моделирования прохождения элементарных частиц через вещество. Учитывая возросшие вычислительные возможности пользовательских компьютеров, в настоящее время не имеет большего смысла создавать специализированные программы для расчета физических процессов взаимодействия фотонов в материале детектора и формирования отклика детектора. На данный момент существует ряд программных пакетов, таких как Geant4, MCNPX, Fluka, и в некоторой степени EGS4, SRIM и PENELOPE, которые создавались для моделирования, в основном, в области ядерной физики и физики высоких энергий, и в настоящее время представляют собой универсальные инструменты, которые вполне возможно применять для решения прикладных задач, связанных с ионизирующим излучением. Было решено остановиться на использования программного пакета Geant4, учитывая его универсальность, распространенность, открытость и совместимость с языками программирования C++/C. Как известно, Geant4 является основной программой при моделировании экспериментальных установок на LHC (ЦЕРН) и фактически является стандартным инструментом в физике высоких энергий.

Расчет отклика детектора моделировали в планарной геометрии, которая является одновременно и наиболее используемой. В этом случае решение задачи упрощается, и сбор заряда рассчитывается в одномерной модели.

Две исходные основные геометрии облучения для метода Монте-Карло показаны на рисунках 3.1–3.2. Расстояние от точечного источника до детектора L , толщина детектора h , размеры детектора в профиле.

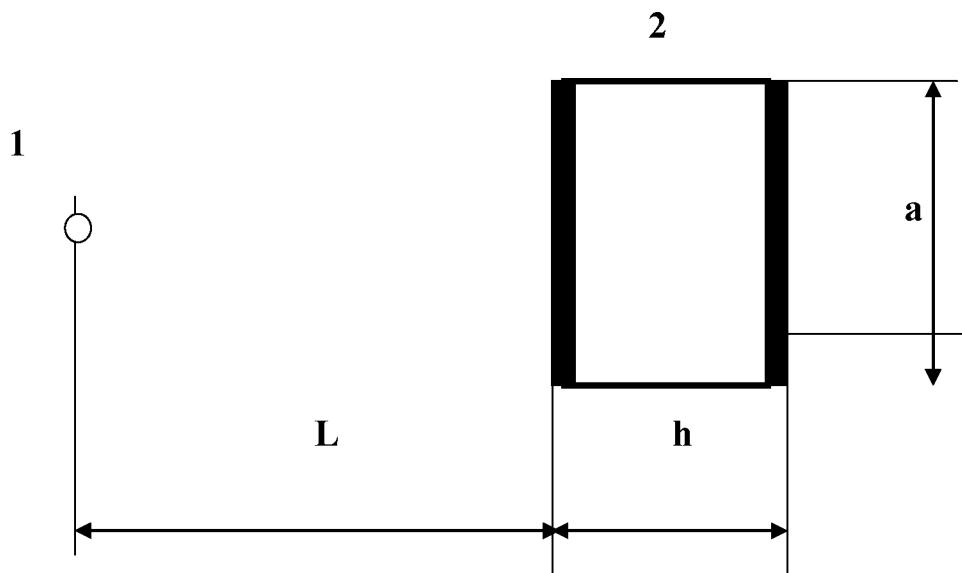


Рисунок 3.1. Расчетная исходная геометрия для метода Монте-Карло.
1 – точечный источник гамма-излучения; 2 - CdTe или CdZnTe детектор со структурой МПМ

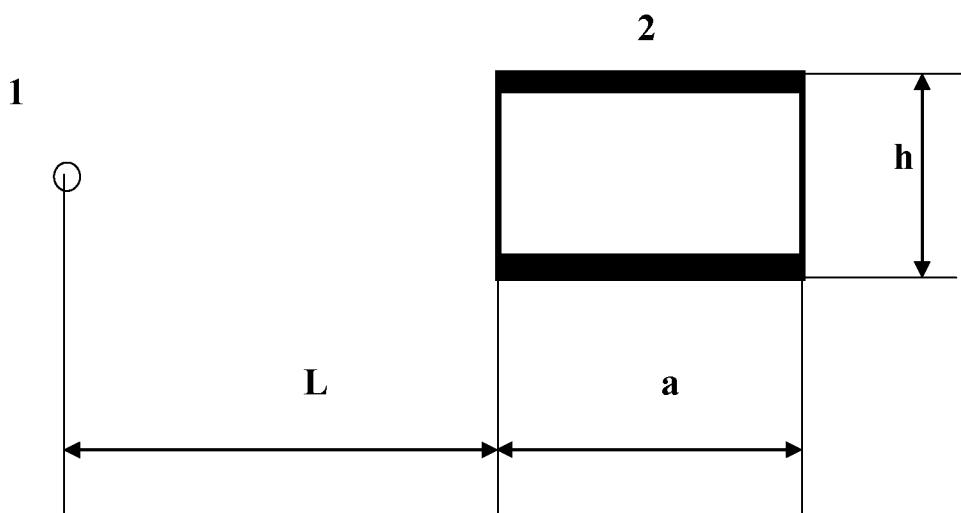


Рисунок 3.2. Расчетная исходная геометрия для метода Монте-Карло.
1 – точечный источник гамма-излучения; 2 - CdTe или CdZnTe детектор со структурой МПМ

На рисунке 3.3 показана также геометрия облучения, соответствующая протяженному источнику излучения. Для детектора CdZnTe расчеты были

произведены для стехиометрического состава, соответствующего формуле $\text{Cd}_{0,9}\text{Zn}_{0,1}\text{Te}$.

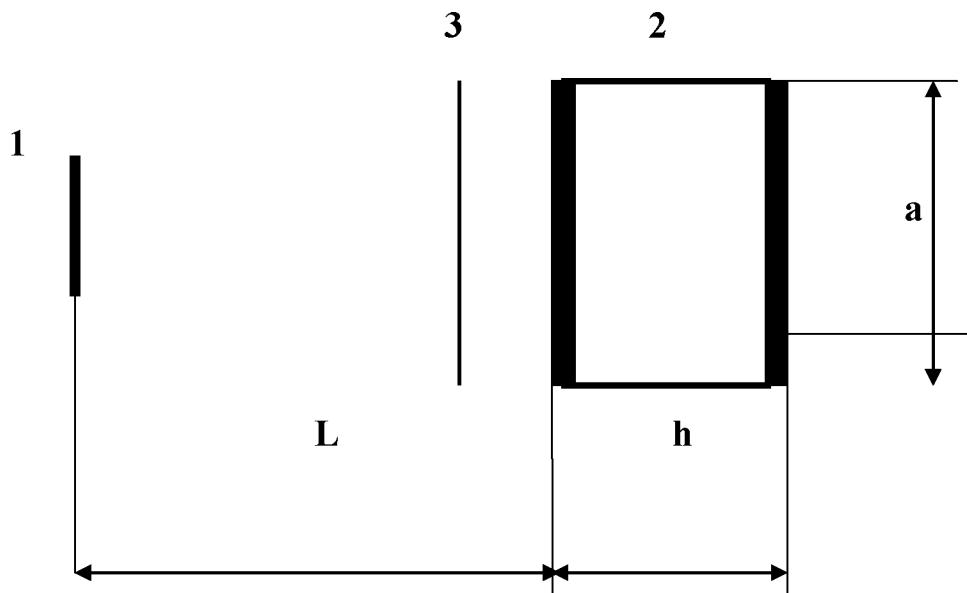


Рисунок 3.3 – Расчетная реальная геометрия для метода Монте-Карло.

1 – протяженный источник гамма-излучения; 2 – CdTe или CdZnTe детектор со структурой МПМ; 3 – экран (фильтр)

3.1. Поглощение излучения в материале детектора

При прохождении гамма кванта через материал детектора его электромагнитное поле взаимодействует с электрически заряженными электронами и ядрами. В результате этого взаимодействия происходит полная или частичная передача энергии гамма-кванта. Интенсивность гамма-излучения по мере его прохождения падает в соответствии с законом

$$I = I_0 e^{-\mu x}, \quad (3.1)$$

где I – интенсивность гамма-излучения, I_0 – интенсивность после прохождения слоя x , μ - линейный коэффициент ослабления излучения.

Процессы взаимодействия удобно рассматривать с помощью сечения взаимодействия σ гамма-квантов на одном атоме поглотителя. Если n – число атомов поглотителя на см^{-3} , то сечение взаимодействия и линейный коэффициент ослабления связаны соотношением $\mu = n \cdot \sigma$.

Существуют три основных эффекта, в результате которых происходит поглощение энергии гамма-излучения:

- фотоэлектрическое поглощение с сечением поглощения σ_{ph}
- комптоновское рассеяние с сечением рассеяния σ_c ;
- рождение электрон-позитронной пары с сечением процесса σ_p .

Поэтому суммарное эффективное сечение взаимодействия можно представить как

$$\sigma = \sigma_{ph} + \sigma_c + \sigma_p . \quad (3.2)$$

Другие эффекты, связанные с поглощением энергии гамма-кванта ядром, имеют порог ядерного фотоэффекта более 6 МэВ (соответствует энергии связи нуклона). Вероятность этих процессов гораздо меньше по сравнению с процессом образования электрон-позитронных пар, поэтому их вклад пренебрежимо мал и влияние этих процессов можно не учитывать.

Возникающие в результате указанных эффектов быстрые электроны и позитроны теряют свою энергию при ионизации атомов материала поглотителя и посредством испускания тормозного излучения. Кроме того, небольшой вклад в потери энергии вносит упругое рассеяние электронов и позитронов на электронах (Мёллеровское рассеяние и рассеяние Баба). Позитроны кроме этого могут терять энергию при их аннигиляции с электронами среды с испусканием двух гамма-квантов с энергией более 511 кэВ, сопровождаемых иногда дополнительными гамма-квантами.

В CdTe и CdZnTe вероятность эффектов взаимодействия гамма-квантов с атомами i -го материала равна

$$P_i = n_i \sigma_i(Z_i, E_\gamma) / \sum n_i \sigma_i(Z_i, E_\gamma), \quad (3.3)$$

где n_i – концентрация i -го элемента.

3.1.1. Фотоэлектрический эффект

При фотоэффекте электрон, находящийся на оболочке атома вещества, поглощает энергию фотона E_γ , и в результате вылетает из атома, имея энергию E_e :

$$E_e = E_\gamma - I_i \quad (3.4)$$

где I_i – энергия ионизации оболочки, где находился электрон.

Расчет сечения фотоэлектрического поглощения является непростой задачей. В нерелятивистском приближении используется следующая формула, основанная на приближении Борна [25]:

$$\sigma_p = \sqrt{32} \alpha^4 \left(\frac{E_\gamma}{mc^2} \right)^{-3.5} Z^5 \frac{8\pi r^2}{3} f \quad (3.5)$$

где α – постоянная, зависящая от тонкой структуры уровня; f – коррекционный фактор, r – радиус электрона.

Как видно из (3.5), сечение фотоэффекта зависит в основном от заряда атома Z и быстро уменьшается от энергии гамма-кванта E_γ . В релятивистском приближении сечение фотопоглощения записывается в следующем виде:

$$\sigma_p = \frac{3}{2} \alpha^4 \left(\frac{Z^5}{E_\gamma} \right) \frac{8\pi r^2}{3} \quad (3.6)$$

На практике в общем случае расчет сечения фотопоглощения основан на использовании табличных данных в различных энергетических интервалах.

Атом после возбуждения практически мгновенно (10^{-13} - 10^{-16} с) испускает один или несколько гамма-квантов флуоресцентного излучения в результате заполнения вакансии с другого, более удаленного уровня. Так как фотоэффект в основном происходит на электронах К-уровня, то большую вероятность имеет возникновение характеристического излучения К-серии. Энергия и относительная интенсивность таких переходов для элементов Cd, Te и Zn показаны в таблицах 3.1-3.3 [26]. Считается, что квант характеристического излучения равновероятно может вылететь в любом направлении. Поэтому легко можно учесть в расчетах возможность его поглощения в детекторе, либо вылета из него (с образованием в спектре так называемых пиков вылета).

Таблица 3.1. Энергия характеристического излучения К_α и К_β для Cd

Переход	Энергия (keV)	Относительная интенсивность
Cd K _{α3}	22.69	0.001
Cd K _{α2}	22.98	24.6
Cd K _{α1}	23.17	46.0
Cd K _{β3}	26.06	3.98
Cd K _{β1}	26.1	7.68
Cd K _{β5}	26.30	0.06
Cd K _{β2}	26.64	1.99
Cd K _{β4}	26.70	0.46

Таблица 3.2. Энергия характеристического излучения К-серии для Te

Переход	Энергия(keV)	Относительная интенсивность
Te K _{α3}	26.87	0.002
Te K _{α2}	27.2	25.3
Te K _{α1}	27.47	47.1
Te K _{β3}	30.94	4.25
Te K _{β1}	32.0	8.19
Te K _{β5}	31.24	0.08
Te K _{β2}	31.70	2.37
Te K _{β4}	31.77	0.36

Таблица 3.3. Энергия характеристического излучения К-серии для Zn

Переход	Энергия(keV)	Относительная интенсивность
Zn K _{α3}	8.46	3.7·10 ⁻⁵
Zn K _{α2}	8.62	14.6
Zn K _{α1}	8.64	28.7
Zn K _{β3}	9.57	1.79
Zn K _{β1}	9.57	3.47
Zn K _{β5}	9.65	0.01
Zn K _{β4}	9.66	4.8·10 ⁻⁷

3.1.2. Комптоновское рассеяние

В результате некогерентного (комптоновского) рассеяния фотона на свободном электроне часть энергии фотона E_γ передается электрону отдачи. Результирующая энергия рассеянного фотона определяется комптоновским соотношением:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + (1 - \cos \varphi) E_\gamma / mc^2}, \quad (3.7)$$

где φ - угол изменения направления распространения исходного и рассеянного фотона. Азимутальный угол φ имеет изотропное распределение.

Дифференциальное сечение рассеяния вычисляется по формуле Клейна-Нишины-Тамма:

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega} = r^2 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2(1 + \alpha(1 - \cos \theta))^2} \left(1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta)(1 + \alpha(1 - \cos \theta))}\right), \quad (3.8)$$

где: θ – полярный угол рассеяния, $\alpha = \frac{E_\gamma}{m_0 c^2}$.

3.1.3. Образование электрон-позитронной пары

При энергии гамма-кванта E_γ более удвоенной массы покоя электрона mc^2 , равной 511 кэВ, в материале возможен эффект рождения электрон-позитронной пары при поглощении фотона в поле заряженной частицы (как правило ядра). При этом образованным частицам передается суммарная кинетическая энергия $E \approx E_\gamma - 2m_0 c^2$.

Сечение эффекта образования пар быстро возрастает с энергией фотонов и при энергиях более 2,5 МэВ этот процесс может вносить заметный вклад в поглощение гамма-излучения в CdTe. Вблизи порога образования пары ниже 1,5 МэВ можно использовать следующую аппроксимацию сечения поглощения [27]:

$$\sigma_p \approx Z^2(E_\gamma - 2m_0 c^2)^2. \quad (3.9)$$

При энергиях более 2,5 МэВ зависимость сечения от энергии становится логарифмической:

$$\sigma_p \approx Z^2 \ln \frac{E_\gamma}{m_0 c^2}. \quad (3.10)$$

Угловое распределение образованных частиц имеет сильно вытянутую в направлении движения гамма-кванта форму и вероятный полярный угол θ уменьшается с ростом энергии E_γ :

$$\theta \approx \frac{m_0 c^2}{E_\gamma}. \quad (3.11)$$

3.1.4. Ионизационные потери энергии при движении электрона и позитрона. Тормозное излучение

При движении заряженных частиц через вещество часть их кинетической энергии теряется на ионизацию и возбуждение атомов. Этот процесс является основным механизмом передачи энергии веществу поглотителя и имеет важное значение для расчета образования неравновесных носителей заряда в полупроводнике. Кроме того, часть энергии электрона излучается в результате тормозного излучения. Полные удельные потери энергии электронов являются суммой ионизационных и радиационных потерь.

В области низких энергий электронов ($E < 1$ МэВ) определяющий вклад в потери энергии дают неупругие ионизационные процессы взаимодействия с атомными электронами, включающие ионизацию атомов. Передаваемая в одном столкновении энергия в среднем очень мала и при движении в веществе потери складываются из очень большого числа таких малых потерь. Статистические флуктуации в ионизационных процессах ведут к разбросу потерь и величин пробегов. Кроме того, передача энергии электронам оболочки может приводить к выбыванию дельта-электронов, имеющих достаточно высокую энергию и значительный пробег.

В нерелятивистской области ионизационные потери быстро уменьшаются при увеличении энергии и достигают минимума при энергии $E \approx 1.5$ МэВ. Далее потери логарифмически растут с энергией, выходя на плато. Причиной такой зависимости является поляризация среды пролетающим электроном (так называемый эффект плотности). В результате ослабляется кулоновское поле релятивистского электрона и в плотных средах (твёрдые тела, жидкости) потери не растут.

Энергетические потери, обусловленные процессами ионизации и возбуждения атомов в тонких мишениях, хорошо описываются формулой Зельцера-Бергера, являющейся развитием известной формулы Бете-Блоха [28]. Для практических расчетов опубликованы таблицы потерь энергии

электронов, включающие поправку на эффект плотности и экспериментально подобранные значения средней энергии возбуждения [29].

Основную трудность при расчете ионизационных потерь представляет учет обратного и многократного рассеяния электронов в среде, а также учет вклада δ -электронов в перенос энергии.

Радиационные потери электронов и позитронов становятся заметны при энергии больше нескольких МэВ. Они рассчитываются по формуле:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_0}, \quad (3.12)$$

где X_0 – радиационная длина, полностью определяемая свойствами вещества. В частности, для CdTe радиационная длина составляет 1,52 см.

3.1.5. Многократное рассеяние

Электроны и позитроны, проходя через вещество, рассеиваются на кулоновских потенциалах ядер и электронов. Это приводит к большому числу процессов рассеяния с очень малым отклонением от первоначального пути. В твердых или жидких материалах число актов рассеяния очень велико, поэтому детальное моделирование каждого акта рассеяния крайне неэффективно и кроме того приводит к накоплению вычислительной погрешности. Поэтому для численных расчетов обычно применяется метод укрупненных столкновений, состоящий в вычислении изменения параметров электрона после прохождения значительно большего расстояния, чем длина пробега. Для моделирования параметров электрона, прошедшего данное расстояние, используются известные решения, полученные в теории многократного рассеяния в приближении неограниченной однородной среды. Наиболее часто применяется решение Льюиса [30], которое позволяет вычислить угловое и пространственное распределение электронов в результате рассеяния. Кроме того, в последнее время находят применение смешанные методы, в которых

жесткие акты рассеяния моделируются индивидуально, а для “мягкого” рассеяния применяется метод укрупненных столкновений.

Учет многократного рассеяния электронов крайне важен для моделирования пробега электронов в полупроводнике и в значительной степени определяет пространственное распределение заряда в детекторе.

3.2. Сбор индуцированного заряда в планарном детекторе

В результате рассмотренных процессов поглощения энергии гаммаизлучения в детекторе часть выделенной энергии затрачивается на ионизацию материала. С точки зрения зонной теории полупроводника во время этих процессов происходит образование неравновесных электронно-дырочных носителей. Количество электронно-дырочных пар N в каждой точке материала рассчитывали, исходя из величин поглощенной энергии W и энергии образования пары ε . Для CdTe и Cd_{0,9}Zn_{0,1}Te ε равна 4,43 эВ и 4,6 эВ соответственно. Таким образом, в детекторе образуется неравновесный заряд Q_0 :

$$Q_0 = eN = \frac{eW}{\varepsilon}, \quad (3.13)$$

При приложении электрического поля E к электродам детектора заряды двигаются к ним. В соответствии с теоремой Рамо [11] движение заряженных электрона и дырки индуцируют на обкладках заряд Q . Для расчета индуцированного заряда вводят понятия весового потенциала Φ_w (безразмерная величина) и весового поля E_w (размерность 1/м). Весовой потенциал внутри детектора в произвольной точке вычисляется при приложении к рассматриваемому электроду 1 В, при этом остальные электроды находятся при нулевом потенциале. В соответствии с теоремой Рамо выражение для индуцированного тока I записывается как:

$$I(t) = -qE_w v(t), \quad (3.14)$$

где v – его скорость.

Поскольку $E_w = -\nabla\Phi_w$, для индуцированного заряда Q справедливо также соотношение:

$$dQ(t) = q \nabla \Phi_w dr(t), \quad (3.15)$$

Рассмотрим теперь сбор заряда, образованного фотоэлектрическим поглощением фотона с энергией W в точке x от катода в планарном детекторе с однородным полем E . Схема сбора заряда представлена на рисунке 3.4. Весовой потенциал имеет простую линейную зависимость от x :

$$\Phi_w = \frac{x}{h}, \quad (3.16)$$

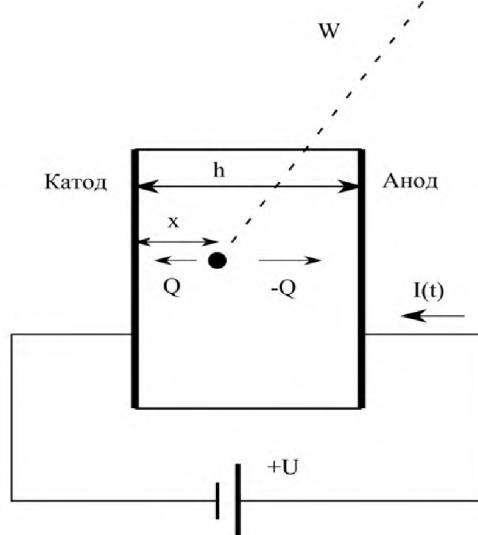


Рисунок 3.4. Схема сбора заряда в планарном детекторе

В этом случае теорему можно переписать как:

$$dQ = I dt = -q E_w v(t) dt = \frac{qvdt}{h} = \frac{qdx}{h}, \quad (3.17)$$

Суммарный индуцированный заряд на аноде в результате сбора заряда eN в отсутствии захвата носителей на ловушки равен:

$$Q = Q_e + Q_p = \frac{-eN(h-x)}{h} + \frac{eN(-x)}{h} = -eN, \quad (3.18)$$

где e - заряд электрона.

Токовые импульсы электронов и дырок в отсутствие захвата носителей показаны на рисунке 3.5. Данный расчет проведен для кристалла CdTe толщиной 3 мм, при приложении к детектору напряжения 200 В. При моделировании отклика детектора использовали следующие величины подвижностей носителей:

для CdTe: подвижность электронов $\mu_e = 1000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, подвижность дырок $\mu_p = 100 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$;

для CdZnTe: подвижность электронов $\mu_e = 1100 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, подвижность дырок $\mu_p = 80 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$.

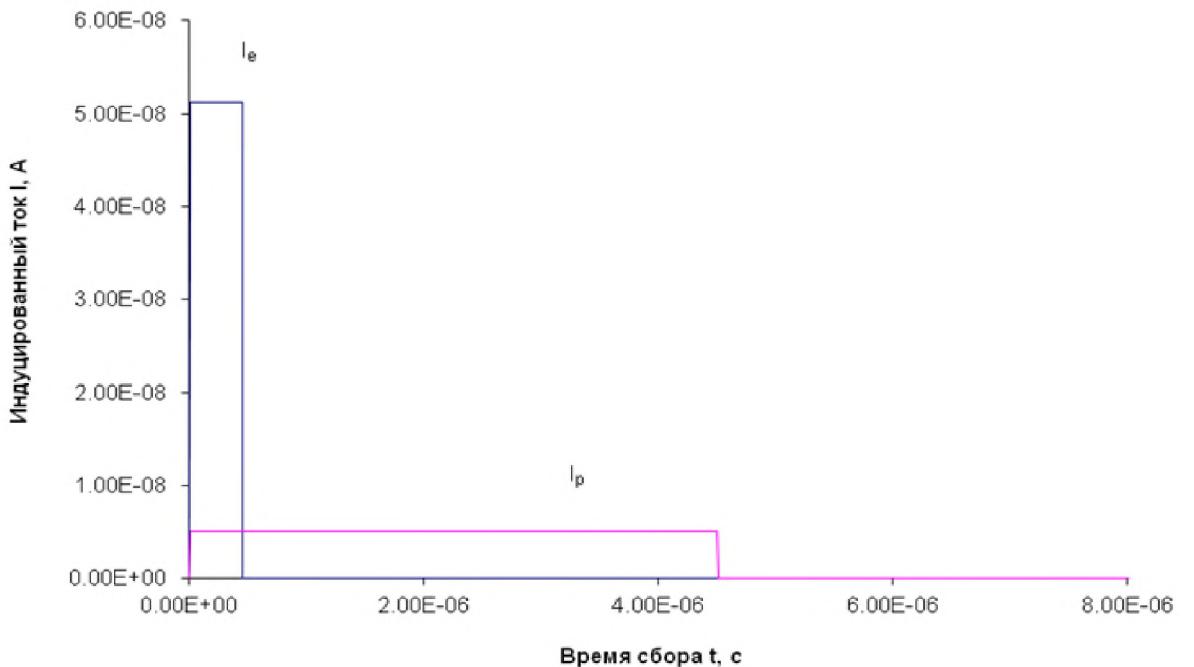


Рисунок 3.5. Зависимость индуцированного тока электронов и дырок в детекторе CdTe (CdZnTe)

Переходя от длин дрейфа носителей к временам пролета электронов t_e и дырок t_p :

$$t_e = \frac{h-x}{\mu_e E}, \quad t_p = \frac{x}{\mu_p E}, \quad (3.19)$$

можно получить простые зависимости индуцированного заряда электронов Q_e и дырок Q_p от времени:

$$Q_i(t) = Q_0 \frac{\mu_i}{h} E t \quad \text{при } t < t_i, \quad (3.20)$$

$$Q_i(t) = Q_0 \frac{\mu_i}{h} E t_e \quad \text{при } t \geq t_i, \quad (3.21)$$

Здесь в формулах в качестве индекса i необходимо употребить индексы e и p для электронов и дырок соответственно.

На рисунке 3.6 показан индуцированный заряд как функция времени сбора носителей при поглощении гамма-кванта в середине кристалла.

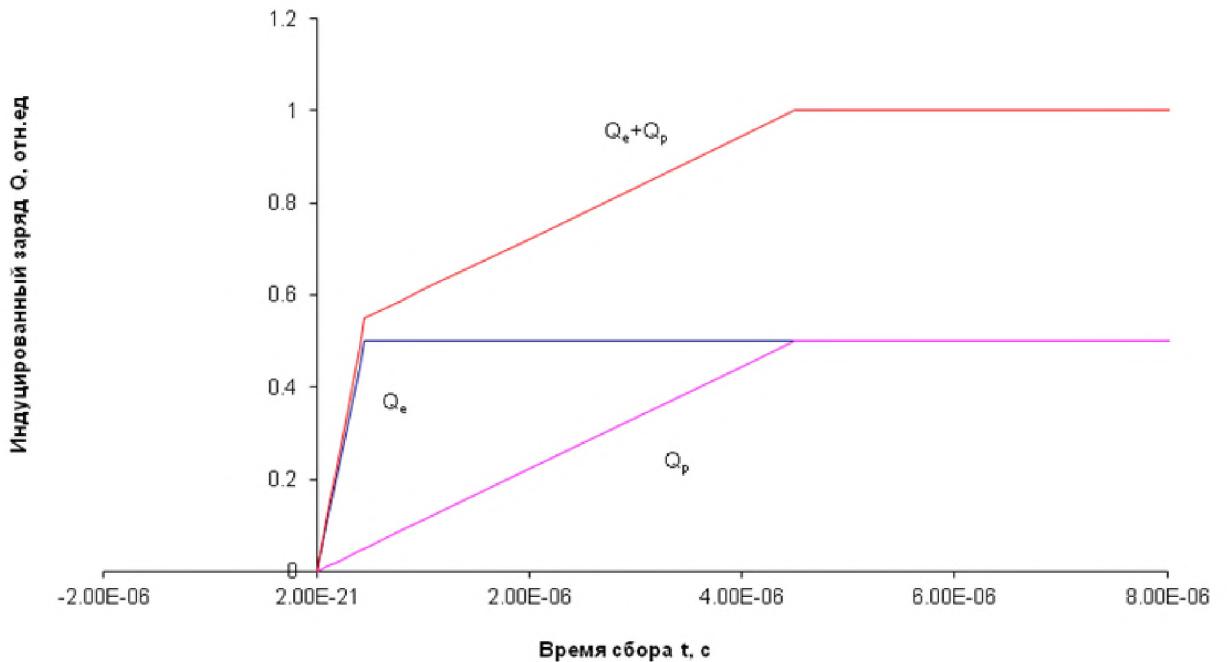


Рисунок 3.6. Зависимость индуцированного заряда электронов Q_e , дырок Q_p и суммарного заряда Q от времени сбора. Произведено нормирование заряда на величину Q_0

В реальных детекторах всегда имеет место захват неравновесных носителей на ловушки. В предположении, когда обратный выброс носителя в зону отсутствует, число носителей уменьшается как [31]:

$$Q(t) = Q_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \quad (3.22)$$

Интегрируя выражение (3.22) для планарного детектора при постоянном поле Гехтом впервые получено следующее выражение, использующееся в расчетах собираемого заряда [1]:

$$Q(t) = Q_0 \left\{ \frac{\mu_e \tau_e E}{h} \left(1 - \exp\left(-\frac{(h-x)}{\mu_e \tau_e E}\right) \right) + \frac{\mu_p \tau_p E}{h} \left(1 - \exp\left(-\frac{x}{\mu_p \tau_p E}\right) \right) \right\}, \quad (3.23)$$

где τ_e и τ_p – время захвата электрона и дырки на ловушку соответственно.

3.3. Формирование амплитудного спектра. Учет различных источников флуктуаций заряда

Таким образом, считая два рассмотренных физических процесса, а именно, поглощение энергии гамма-кванта и сбор образовавшегося электронно-дырочного заряда независимыми, задачу определения зарядового импульса можно решать последовательно. Данное предположение основано, в том числе, на допущении, что неравновесный заряд не влияет на распределение электрического поля внутри детектора, и выражение (3.23) для выделенного заряда на электроде справедливо. Для каждого фотона с энергией W_0 вычисляется распределение электро-дырочных пар $N(x)$ вместе с их пространственными координатами. Далее эта величина умножается на эффективность сбора заряда, определенную в соответствии с (3.23). Заряд, собранный на электроде, определяется суммированием электронно-дырочных пар:

$$Q = eN = \sum \frac{W(x)}{\varepsilon} \eta(x), \quad (3.24)$$

Вычисляя последовательно величины собранных зарядов для всех фотонов из запланированного эксперимента, получаем спектр амплитуд зарядовых сигналов, индуцированных при поглощении гамма-излучения. При определении величин индуцированного заряда электронов и дырок на каждом этапе в зависимости от выполнения соотношения времени дрейфа носителя и времени формирования t_F выбирается один из двух алгоритмов вычисления заряда (3.20) или (3.21). Полученная функция отклика для сбора носителей отражает как вероятностный характер процесса генерации заряда, так и потери заряда при дрейфе носителей вследствие рекомбинации и захвата на ловушки. Последний эффект приводит к появлению так называемого хвоста пика полного поглощения спектра и вносит самый заметный вклад в изменение формы амплитудного спектра при спектрометрии гамма-излучения с помощью детекторов CdZnTe и CdTe. Современный уровень технологии выращивания кристаллов и изготовления этих детекторов позволил создавать детекторы CdTe с параметрами μt для

электронов и дырок равными соответственно 10^{-3} и $10^{-4} \text{ см}^2/\text{В}$. При этом длина свободного пробега электронов $\lambda_e = \mu_e \tau_e E$ в обычных полях E равных 10^3 В/см будет несколько больше толщины детекторов, а соответствующая величина для дырок $\lambda_p = \mu_p \tau_p E$ оказывается сравнимой или меньше толщины детекторах. В этих условиях транспортные характеристики дырок привели к ухудшению энергетического разрешения детекторов CdTe. Современные детекторы CdZnTe характеризуются следующими параметрами переноса электронов и дырок: $\mu_e \tau_e \approx 10^{-3} - 10^{-4} \text{ см}^{-2} \text{ В}^{-1}$ и $\mu_p \tau_p \approx 10^{-5} \text{ см}^{-2} \text{ В}^{-1}$. Для обычных условий применения таких детекторов длина свободного пробега дырок λ_p оказывается гораздо меньше толщины детекторах, что приводит к существенному затягиванию формы спектра.

На форму амплитудного спектра также оказывали влияние флуктуации заряда, которые, в свою очередь, определялись тремя процессами:

- статистическими флуктуациями числа электро-дырочных пар;
- флуктуациями заряда вследствие шумовых процессов как в детекторе, так и в предусилителе;
- неоднородным характером переноса носителей и их захвата.

Среднеквадратические отклонения флуктуаций указанных процессов обозначим как σ_F , σ_{noise} и σ_1 . Флуктуация ионизации описывается фактором Фано F , который для CdZnTe и CdTe равен 0,1 [32]:

$$\sigma_F^2 = NF. \quad (3.25)$$

Считая рассматриваемые процессы независимыми [33], суммарная дисперсия собранного заряда σ^2 равна:

$$\sigma^2 = NF + \sigma_{noise}^2 + \sigma_1^2. \quad (3.26)$$

Учесть флуктуацию заряда наиболее просто при вычислении заряда, собранного при поглощении одного фотона (3.24). В этом случае вариация числа пар N описывается гауссовским распределением с центром εN и дисперсией σ^2 :

$$\frac{dn}{dE} = \frac{N}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(E-\varepsilon N)^2}{2\sigma^2}}. \quad (3.27)$$

При этом, при вычислении шума Фано используется среднее число пар N . Далее, как описывалось выше, после аналогичного расчета для других фотонов вычисляется гистограмма, которая и будет искомым амплитудным спектром. Вклад шума ввиду большого количества его компонент более правильно определять экспериментально, измеряя величину энергетического эквивалента шума тестового генератора. В некоторых задачах, когда шум детектора трудно определить, необходимо производить его расчет, задавая основные параметры спектрометрического тракта (входного каскада: время формирования t_f , сопротивления обратной связи и фильтра R_f и R_b , емкости обратной связи, емкости детектора и входной емкости транзистора (C_f , C_d и C_{GSS} , соответственно) и крутизну транзистора S). В связи с этим кратко рассмотрим вклады основных источников шума.

В электронных схемах возникают три фундаментальных шумовых процесса: тепловой шум, дробовой шум и фликер-шум. В соответствии с анализом проведенным в [34] в блоке детектирования, состоящем из зарядочувствительного предусилителя и детектора гамма-излучения, присутствуют следующие источники шума: тепловой шум резистора обратной связи R_f и резистора смещения R_b , тепловой шум, связанный с сопротивлением канала полевого транзистора, дробовой шум тока утечки детектора I_d , и низкочастотный $1/f$ шум. Опуская детали рассмотрения спектрального анализа шумовых компонент, приведем исходную формулу расчета энергетического эквивалента шума ENC в единицах среднеквадратических электронов для RC-CR преобразования:

$$ENC = EXP(1) \sqrt{\left(\frac{kTt_F}{2R_T} + \frac{qI_dt_F}{4} + \frac{kT\gamma(C_f + C_{in})^2}{3St_F} + \frac{K_f(C_f + C_{in})^2}{2C_{gss}} \right)}, \quad (3.28)$$

где $C_{in} = C_d + C_{GSS}$, $\gamma = 2/3$; $\frac{1}{R_T} = \frac{1}{R_f} + \frac{1}{R_b}$

Среднеквадратическое отклонение σ_{noise} для детекторов CdTe и CdZnTe рассчитывалось по следующему соотношению:

$$\sigma_{noise} = \varepsilon ENC \quad (3.29)$$

Флуктуация заряда вследствие неоднородности транспортных характеристик и электрического поля является наименее изученной проблемой.

В [35] предлагается описывать данное уширение спектра членом со среднеквадратическим отклонением:

$$\sigma_1 = G(W) \left(\frac{W}{\varepsilon} \right)^b, \quad (3.30)$$

где $G(W)$ - фактор захвата, характеризующий потери заряда при их сборе; b – параметр подгонки в модели.

Изучение влияния неоднородностей, связанных с распределением электрического поля и/или распределением ловушек внутри детектора на уширение амплитудного спектра и поиск адекватного описания при моделировании спектра может быть предметом дополнительных исследований.

3.4. Моделирование процесса сбора заряда и влияния электрофизических характеристик на формирование спектра в детекторах

При выполнении данной диссертационной работы моделирование процесса сбора заряда и формирования амплитудного спектра в детекторах на основе CdTe, CdZnTe при облучении гамма-квантами включало в себя:

- моделирование источника гамма-квантов заданного спектра;
- моделирование физических процессов, связанных с взаимодействием гамма-квантов и вторичных частиц с веществом детектора и образованием неравновесных носителей заряда, а также с веществом других элементов геометрической конфигурации;
- моделирование сбора заряда и расчет аппаратурного гамма-спектра и эффективности регистрации.

Моделирование по первым двум пунктам проводилось методом Монте-Карло. Для моделирования физических процессов в веществе нами был применен программный пакет Geant4 версии 4.9.6.p01. Для решения

поставленной задачи моделировались независимые истории взаимодействия гамма-квантов с веществом, общее количество которых обусловлено требуемой статистической погрешностью и является изменяемым параметром. В результате было рассчитано трехмерное распределение неравновесных носителей заряда в объеме детектора. Моделирование по третьему пункту было выполнено аналитически на основе данных, полученных в первых двух пунктах.

Программа моделирования состояла из графического интерфейса пользователя, вычислительного ядра, основанного на программном пакете Geant4, и вспомогательных модулей, обеспечивающих расчет собранного заряда, расчет аппаратурного гамма-спектра и эффективности регистрации, моделирование шумового уширения спектра в спектрометрическом тракте, сохранение результатов в желаемом формате и т.д.

3.4.1. Задание геометрической конфигурации

В модели использовались следующие элементы геометрической конфигурации:

- излучатель (точечный или протяженный источник гамма-излучения);
- детектор (включая металлизацию);
- экран вокруг детектора;
- фильтр между излучателем и детектором (опционально);
- коллиматор между излучателем и детектором (опционально).

Размеры элементов геометрии и взаимное расположения являлись изменяемыми параметрами модели. Для выбора материала элементов использовались данные из базы данных Национального института стандартов и технологий (США).

3.4.2. Алгоритм моделирования источника гамма-излучения

В модели использовались источники гамма-излучения из набора ОСГИ, включающего в себя следующие радионуклиды: Натрий-22, Титан-44, Марганец-54, Железо-55, Кобальт-57, Кобальт-60, Цинк-65, Иттрий-88,

Кадмий-109, Олово-113, Цезий-134, Цезий-137, Барий-133, Церий-139, Европий-152, Гадолиний-153, Висмут-207, Торий-228, Америций-241, Америций-243. При моделировании спектра источника энергия гамма-кванта принимал значения основных энергетических гамма-линий нуклида источника и продуктов его распада, включая линии характеристического излучения К и L-серий, возникающие вследствие явлений внутренней конверсии и К-захвата с вероятностью, определяемой абсолютной интенсивностью этих линий. Ширина линий считалась нулевой. Интенсивность линий корректировалась с учетом времени полураспада соответствующих нуклидов и времени, прошедшего с момента изготовления источника до измерения, которое является параметром модели. Энергия линий, абсолютная интенсивность и время полураспада нуклидов задавались согласно базе данных Национальной лаборатории Брукхейвен (США) [36]. Активность источника использовалась для нормировки амплитудного спектра и являлась необходимым параметром модели.

3.4.3. Моделирование физических процессов в веществе

При выполнении диссертационной работы моделирование физических процессов в веществе осуществлялось с применением подходов и алгоритмов, реализованных в программном пакете Geant4 [37]. Элементарный акт взаимодействия моделируется в два этапа:

- транспортировка частицы до точки взаимодействия (длина шага до точки взаимодействия определяется наименьшей из длин, вычисленных на основании длины свободного пробега для каждого физического процесса, учитываемого в моделировании);
- генерация продуктов взаимодействия и определение их характеристик (тип, энергия, импульс и т.д.), а также расчет энерговыделения в точке взаимодействия.

Эта процедура выполнялась нами для всех вторичных частиц. В рассматриваемой модели вторичные частицы могут быть гамма-квантами,

электронами и позитронами. Для этих частиц в моделировании учитывались следующие физические процессы:

- фотоэлектрический эффект, включая рентгеновскую флуоресценцию и испускание Оже-электронов;
- комптоновское рассеяние;
- рэлеевское рассеяние;
- образование электрон-позитронных пар (гамма-квантами);
- ионизационные потери энергии электронами и позитронами;
- тормозное излучение электронов и позитронов;
- многократное кулоновское рассеяние;
- аннигиляция позитронов.

Моделирование физических процессов осуществлялось с помощью набора моделей Livermore, имеющего пределы применимости для частиц с энергией от 100 ГэВ до 1 эВ в случае комптоновского и рэлеевского рассеяния, и до 10 эВ для тормозного излучения. Все модели, за исключением модели многократного кулоновского рассеяния, опирались на экспериментально измеренные таблицы сечений и энергий атомных оболочек, содержащиеся в базах данных EPDL97 [38], EEDL [39] и EADL [40].

Детали применяемого моделирования отдельных процессов представлены в разделах 3.4.4 – 3.4.6.

3.4.4. Взаимодействие гамма-квантов с веществом

Основными процессами взаимодействия электронов и позитронов с веществом являются потери энергии на ионизацию и тормозное излучение и многократное кулоновское рассеяние, а также аннигиляция позитронов.

Фотоэлектрический эффект

Полное сечение процесса определялось по таблицам из базы данных EPDL97 для гамма-квантов с энергией менее 600 кэВ. Для гамма-квантов с большей энергией использовалась параметризация:

$$\sigma = \frac{a_1}{E} + \frac{a_2}{E^2} + \frac{a_3}{E^3} + \frac{a_4}{E^4} + \frac{a_5}{E^5} \quad (3.31)$$

Данная параметризация обеспечивала точность лучше 1%. Моделирование вторичных частиц производилось следующим образом. При взаимодействии гамма-квант исчезал, и далее моделировался электрон с энергией, равной разности энергии гамма-кванта и энергии связи для соответствующего уровня. Угловое распределение электрона моделировалось по формуле Саутера-Гаврила согласно [41] и [42]. Атом оставался в возбужденном состоянии. Релаксация атома происходила путем флуоресценции или испускания Оже-электрона. Моделирование процесса релаксации в обоих случаях происходило сходным образом, на основании таблиц энергий атомных уровней и вероятностей переходов, имеющихся в базе данных EADL [10].

Комптоновское рассеяние

Полное сечение процесса определялось по таблицам из базы данных EPDL97. Энергия и угол рассеяния гамма-кванта случайно разыгрывались согласно формуле Клейна-Нишина при помощи следующей функции отбраковки:

$$g(E) = \left(1 - \frac{E}{1+E^2} \sin^2 \theta\right) SF(q), \quad (3.32)$$

где q обозначает передачу импульса при рассеянии, а $SF(q)$ - функция рассеяния, подавляющая малоугловое рассеяние при низких энергиях [43]. Характеристики электрона отдачи вычислялись исходя из закона сохранения энергии-импульса.

Рэлеевское рассеяние

Полное сечение процесса определялось по таблицам из базы данных EPDL97. Угол рассеяния гамма-кванта случайно разыгрывался согласно формуле:

$$\Phi(\theta) = (1 + \cos^2 \theta) \sin \theta F(2E \sin(\frac{\theta}{2})), \quad (3.33)$$

где $F(q)$ - форм-фактор, учитывающий слабую зависимость углового распределения от энергии гамма-кванта при высоких энергиях [44].

Рождение электрон-позитронных пар

Полное сечение процесса определялось по таблицам из базы данных EPDL97. Энергия вторичных электронов разыгрывалась по формуле Бете-Гайтлера согласно [45]. Полярный угол электрона относительно направления движения гамма-кванта вычислялся согласно параметризации, приведенной в [46]. Характеристики позитрона рассчитывались исходя из закона сохранения энергии-импульса.

Взаимодействие электронов с веществом

Основными процессами взаимодействия электронов и позитронов с веществом являются потери энергии на ионизацию и тормозное излучение и многократное кулоновское рассеяние, а также аннигиляция позитронов.

Ионизационные потери и тормозное излучение

Ионизационные потери и тормозное излучение вторичного электрона являются основным способом передачи энергии материалу детектора, и, таким образом, определяют количество неравновесных носителей заряда, образовавшихся в полупроводнике. Для вычисления величины потерь энергии на ионизацию нами использовались имеющиеся в базе данных EEDL [39] таблицы сечений, экспериментально измеренных для различных атомов при различных энергиях электрона, а также таблицы пороговых энергий образования дельта-электронов. Количество актов ионизации на длине шага определялось согласно распределению Пуассона. Моделирование конечного состояния происходило в три этапа. На первом этапе случайным образом выбирался энергетический уровень атома. В случае энерговыделение выше

порога рождения дельта-электрона, разыгрывалась энергия дельта-электрона. На третьем этапе разыгрывался угол рассеяния налетающего электрона и угол вылета дельта-электрона. Атом оставался в возбужденном состоянии, и релаксация его моделировалась способом, аналогичным описанному в разделе, посвященном фотоэлектрическому эффекту.

Моделирование тормозного излучения осуществлялось сходным образом, на основании табулированных значений энергетических потерь и порогов образования гамма-квантов из базы данных EEDL [39]. Основную трудность представляло угловое распределение гамма-квантов, для моделирования которого существует несколько различных способов. В данной диссертационной работе был реализован алгоритм 2BS, сочетавший достаточно хорошее описание экспериментальных данных и высокую эффективность вычислений в рассматриваемом диапазоне энергий 0 – 2 МэВ. Описание алгоритма 2BS приведено в [17].

Многократное кулоновское рассеяние

Для моделирования многократного кулоновского рассеяния был применен метод укрупненных столкновений, позволивший повысить быстродействие и уменьшить вычислительную погрешность. При транспортировке частицы многократное рассеяние не принимались во внимание при вычислении длины шага. Вместо этого, рассчитывалось смещение и изменение направления движения частицы, обусловленное многократным рассеянием, для длины шага, заданной другими физическими взаимодействиями или ограничениями геометрии. Для расчета смещения и углового отклонения при моделировании нами использовалась модель Урбана [48], основанная на теории Льюиса для неограниченной среды [30]. В рамках этой модели, угловое распределение задавалось уравнением:

$$G(u) = p(qG1(u) + (1-q)G2(u) + (1-p)G3(u)), \quad (3.34)$$

где $u = \cos(\theta)$, $G1(u) = C1 \exp(-a(1-u))$, $G2 = \frac{C2}{(b-u)^d}$, $G3 = C3$. Случайные числа p, q

выбирались в интервале $[0, 1]$. Величины $a, b, d, C1, C2, C3$ являются параметрами модели Урбана.

Аннигиляция позитронов

При аннигиляции электрона и позитрона моделировалось образование двух гамма-квантов. Вклад процессов аннигиляции с образованием одного или трех и более гамма-квантов пренебрежимо мал, и эти процессы не учитывались. Сечение аннигиляции рассчитывается по формуле Гайтлера:

$$\sigma(Z, E) = \frac{Z\pi r_e^2}{(\gamma+1)\left(\frac{\gamma^2+4\gamma+1}{\gamma^2-1}\ln(\gamma + \sqrt{\gamma^2-1}) - \frac{\gamma+3}{\sqrt{\gamma^2-1}}\right)}, \quad (3.35)$$

где E – энергия позитрона, $\gamma = \frac{E}{mc^2}$, r_e – классический радиус электрона.

Энергия гамма-квантов определялась исходя из дифференциального сечения, записываемого в виде:

$$\frac{d\sigma(Z, E)}{d\varepsilon} = \frac{Z\pi r_e^2}{(\gamma+1)} \frac{1}{\varepsilon\left(1 + \frac{2\gamma}{(\gamma^2+1)} - \frac{1}{(\gamma^2+1)}\frac{1}{\varepsilon}\right)}, \quad (3.36)$$

где ε – доля полной энергии позитрона, уносимая гамма-квантами. Угол вылета определялся законами сохранения энергии-импульса:

$$\cos\theta = \frac{(\varepsilon(\gamma+1)-1)}{\varepsilon\sqrt{(\gamma^2-1)}},$$

Азимутальный угол разыгрывался равномерно в интервале $[0, 2\pi]$.

3.4.5. Сбор индуцированного заряда в планарном детекторе

Дальнейшее моделирование выполнялось аналитически на основе данных, полученных для каждого исходного гамма-кванта с энергией W_0 . Сбор заряда в детекторе учитывался на трехмерной координатной сетке с шагом T . В результате взаимодействия фотона с материалом детектора и окружающих его конструктивных элементов производился расчет

трехмерной матрицы неравновесного заряда Q_{ijm} в объеме детектора. Индекс m относится к оси $0Z$, направлению параллельному толщине детектора.

Неравновесный заряд в ячейке материала детектора рассчитывался исходя из величин поглощенной энергии W и энергии образования пары ε :

$$Q_{ijm} = \frac{eW_{ijm}}{\varepsilon}. \quad (3.37)$$

Эффективность сбора заряда η рассчитывалась для планарного детектора по уравнению Гехта из условия постоянного поля E и отсутствию обратного выброса носителей [13]:

$$\eta(z) = \frac{\mu_e \tau_e E}{h} (1 - \exp(-\frac{(h-z)}{\mu_e \tau_e E})) + \frac{\mu_p \tau_p E}{h} (1 - \exp(-\frac{z}{\mu_p \tau_p E})) \quad (3.38)$$

где μ_e, τ_e и μ_p, τ_p – подвижность, время захвата электрона и дырки на ловушку соответственно, h – толщина детектора.

Для исходной конфигурации с заданными транспортными характеристиками $\mu_e, \tau_e, \mu_p, \tau_p$ вычислялась матрица эффективности сбора

$$\eta_m = \frac{\mu_e \tau_e E}{h} (1 - \exp(-\frac{(h-mT)}{\mu_e \tau_e E})) + \frac{\mu_p \tau_p E}{h} (1 - \exp(-\frac{mT}{\mu_p \tau_p E})), \quad (3.39)$$

Расчет индуцированного заряда на электроде $Q = Q_e + Q_p$ выполнялся суммированием по всем ячейкам сетки:

$$Q = \sum_m (\sum_i \sum_j Q_{ijm}) \eta_m \quad (3.40)$$

Баллистический эффект учитывался проверкой соотношения времен пролета электронов t_e и дырок t_p со временем формирования t_F . Например, заряд, индуцированный в результате движения дырки (при отсутствии его захвата), равен:

$$\begin{aligned} Q_p(z) &= Q_0 \frac{\mu_p}{z} E t_F \text{ при } t_F < t_p, \\ Q_p(z) &= Q_0 \frac{\mu_p}{z} E t_p \text{ при } t_F \geq t_p \end{aligned} \quad (3.41)$$

3.4.6. Расчет аппаратурного гамма-спектра и эффективности регистрации

Последовательно вычислялись величины собранных зарядов для всех фотонов. Осуществляя обратный переход к энергетическим величинам $W = \frac{\varepsilon Q}{e}$ рассчитывалось амплитудное распределение импульсов в детекторе.

Форма амплитудного распределения зависит от флуктуаций заряда, определяемых тремя независимыми процессами:

- статистическими флуктуациями числа электро-дырочных пар σ_F ;
- флуктуациями заряда вследствие шумовых процессов как в детекторе, так и в предусилителе σ_{noise} ;
- неоднородным характером переноса носителей и их захватом σ_I .

Среднеквадратические отклонения флуктуаций указанных процессов обозначено здесь как σ_F , σ_{noise} и σ_I , соответственно.

В диссертационной работе выполнено оригинальное моделирование и проведены расчеты учета шумового вклада схемотехники предусилителя и основного формирующего усилителя. Рассчитывалась флуктуация заряда, собранного при поглощении одного фотона. Вариация числа пар $N = Q/e$ описывалась гауссовским распределением с центром εN и дисперсией σ^2 :

$$\frac{dn}{dW} = \frac{N}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(W-\varepsilon N)^2}{2\sigma^2}} \quad (3.42)$$

Суммарная дисперсия собранного заряда σ^2 рассчитывалась как:

$$\sigma^2 = NF + \sigma_{noise}^2 + \sigma_I^2 \quad (3.43)$$

Флуктуация ионизации описывалась фактором Фано F , который для CdZnTe и CdTe равен 0,1 [50]

$$\sigma_F^2 = NF \quad (3.44)$$

Для расчета шумов детектора и электроники при формировании конфигурационного файла задавались основные параметры спектрометрического тракта: время формирования усилителя t_F ,

сопротивления обратной связи и фильтра R_f и R_b , емкости обратной связи, емкости детектора и входной емкости транзистора (C_f , C_d и C_{GSS} , соответственно) и крутизна транзистора S . В качестве усилителя был выбран простейший усилитель с квази-гауссовским RC-CR преобразованием. Расчет энергетического эквивалента шума ENC в единицах среднеквадратических электронов производился по формуле:

$$ENC = EXP(1) \sqrt{\left(\frac{kTt_F}{2R_T} + \frac{qI_d t_F}{4} + \frac{kT\gamma(C_f + C_{in})^2}{3St_F} + \frac{K_f(C_f + C_{in})^2}{2C_{gss}}\right)}, \quad (3.45)$$

где $C_{in} = C_d + C_{GSS}$, $\gamma = 2/3$; $\frac{1}{R_T} = \frac{1}{R_f} + \frac{1}{R_b}$.

Среднеквадратическое отклонение σ_{noise} вычислялось по формуле:

$$\sigma_{noise} = \varepsilon ENC, \quad (3.46)$$

Флуктуация заряда вследствие неоднородности транспортных характеристик и электрического поля учитывалась, следуя [51], в виде:

$$\sigma_1 = G(W) \left(\frac{W}{\varepsilon}\right)^b, \quad (3.47)$$

где $G(W)$ - фактор захвата, характеризующий потери заряда при их сборе; b – параметр подгонки в модели.

В результате проведенного аналогичного расчета для других фотонов вычислен аппаратурный спектр исходного фотонного излучения, с учетом конечного энергетического разрешения.

3.5. Сравнение смоделированных аппаратурных спектров гамма-излучения с экспериментальными данными

При сравнении расчетных аппаратурных спектров гамма-излучения и экспериментальных спектров использовались абсолютные единицы, т.е. по сравниваемым графикам можно судить не только об адекватности учета сбора носителей, но и о расчетных параметрах эффективности детекторов.

На детекторах измерялись энергетические спектры неколлимированных источников гамма-излучения ^{133}Ba (основные пики при 22; 31; 81 и 356 кэВ), ^{241}Am (основной пик 59,5 кэВ) и ^{57}Co (основной пик 122 кэВ).

Предварительно проводилось измерение транспортных характеристик носителей $\mu\tau$ на исследуемых детекторах с помощью описанной ранее методики. Так величина параметра транспорта $\mu\tau_e$ и $\mu\tau_p$ для детектора № 9-13 («Гиредмет») составила $2,3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{В}$ и $1,0 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2/\text{В}$, соответственно.

При моделировании аппаратурных спектров источников гамма-излучения использовались входные данные, специфичные для конкретных условий измерения. Так при расчете спектра источника гамма-излучения ^{133}Ba при облучении детектора № 9-13 («Гиредмет») использовались следующие входные данные:

1. Размеры детектора – $5 \times 5 \times 1,85$ мм
2. Параметры расчета: шаг сетки – 20 мкм; шаг моделирования – 40 мкм; статистика - 300000.
3. Основные геометрические и физические параметры при облучении: расстояние источник-детектор 20 мм, алюминиевый фильтр толщиной 1мм;
4. Основные параметры спектрометрического тракта: напряжение смещения детектора – 250 В; величина энергетического шума – 7 кэВ; формирующий усилитель типа RC-4CR с временем формирования 1 мкс;
5. Основные параметры АЦП: число каналов – 1024. $E_{\min} = -34,87$ кэВ; $E_{\max} = 698,66$ кэВ;
6. $\mu_e\tau_e = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{В}; \mu_p\tau_p = 2,0 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2/\text{В}$
7. Параметры неоднородности: фактор захвата G – 0,0005; параметр захвата – 2.1;
8. Параметры облучения: источник гамма-излучения ^{133}Ba активностью–100 кБк; время набора – 2100 с.

Полученные результаты по расчету отклика детектора показаны на рисунке 3.7. Этот график позволяет сравнить результаты расчета с экспериментальными данными.

Сравнение экспериментальных данных при облучении CdZnTe детектора № 28299 («Redlen») размером $10 \times 10 \times 5$ мм с модельным аппаратурным спектром также показало хорошее соответствие экспериментальных и расчётных данных. При расчете отклика детектора учитывались геометрические и другие условия облучения детектора, имеющие место на установке измерения транспортных характеристик при измерении спектров гамм-излучения. На рисунке 3.8 показаны рассчитанный и экспериментальный спектры гамма-излучения источника ^{133}Ba , полученные на детекторе № 28299 («Redlen») размером $10 \times 10 \times 5$ мм. Напряжение смещения $U = 250$ В. Активность источника составляла 1056 кБк. Время набора спектра 360 с. Облучение происходило через алюминиевый фильтр толщиной 1 мм.

Таким образом, результаты сравнения аппаратурных спектров гамма-излучения, полученные с помощью статистического моделирования методом Монте-Карло, с экспериментальными данными, полученными при измерении характеристик детектирующих структур показали адекватность принятой модели физических процессов, описывающих поглощение энергии гамма-квантов и транспорт носителей заряда. Результаты моделирования (энергетический спектр) сохранялись в формате.spe. Это позволило, в частности, осуществить сравнение результатов моделирования с экспериментальными спектрами с использованием программ Spectraline.

Основные результаты главы опубликованы в работе [A3].

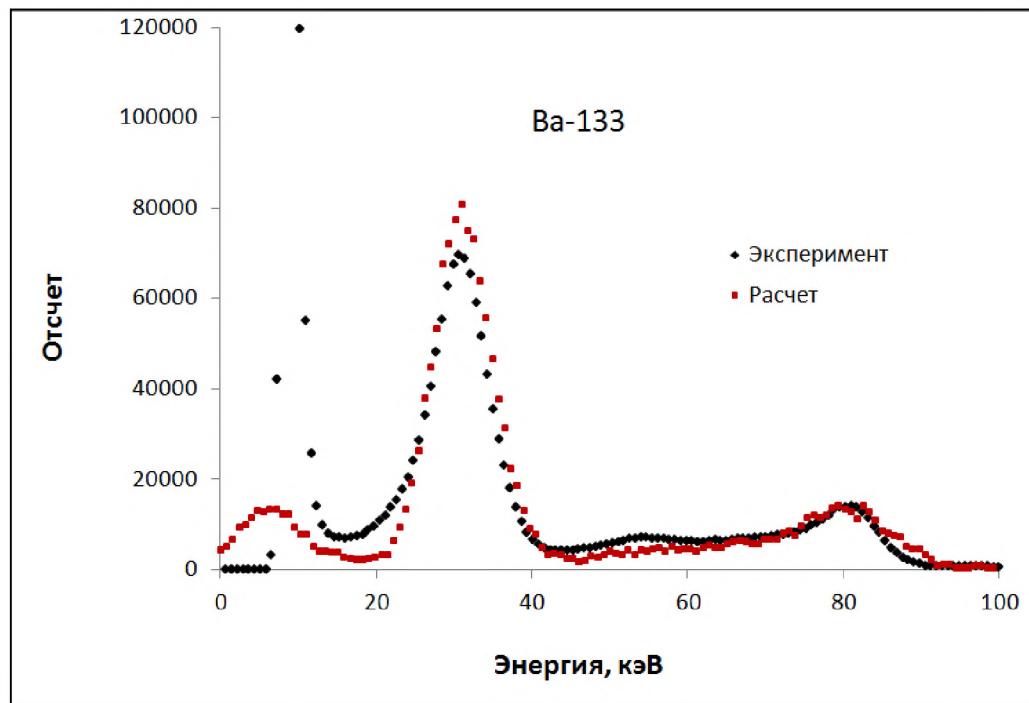


Рисунок 3.7. Отклик планарного CdTe детектора (№ 9-13, Гиредмет») при облучении источником гамма-излучения ^{133}Ba

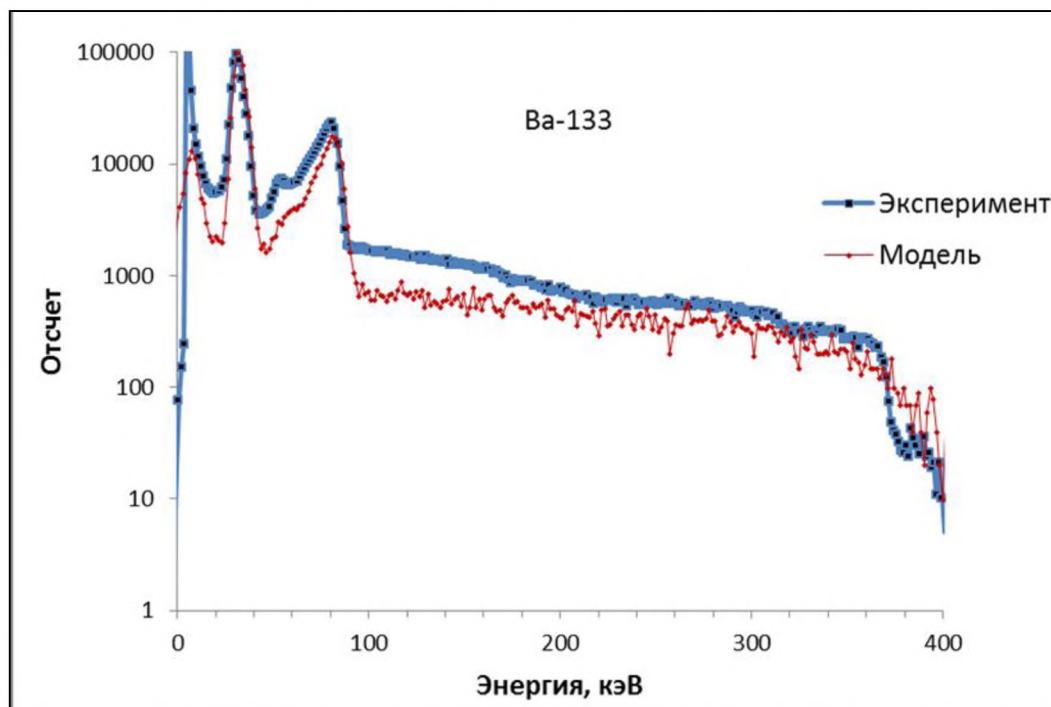


Рисунок 3.8. Отклик планарного CdZnTe детектора (№ 28299, «Redlen») при облучении источником гамма-излучения ^{133}Ba

ГЛАВА 4. ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ДЕТЕКТИРУЮЩИХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ CdTe, CdZnTe

В работе предложен и апробирован комплексный подход определения параметров монокристаллов CdTe и CdZnTe, включающий:

- разработку методики изготовления детектирующих структур для измерений на основе кристаллов;
- разработку комплексной методики исследования характеристик монокристаллов.

Методики и измерения были разработаны и выполнены для определения следующих характеристик кристаллов:

- электропроводность материала, ВАХ детекторов;
- подвижность носителей с помощью время-пролетной методики;
- эффективность сбора носителей ССЕ и измерение параметра μt для электронов и дырок;
- спектральные характеристики фотопроводимости в диапазоне длин волн 400-1800 нм;
- зависимости фотопроводимости от напряжения.

4.1. Разработка методики изготовления детектирующих структур

4.1.1. Технологические аспекты изготовления детектирующих структур на основе кристаллов

Для исследования параметров монокристаллов в виде детектирующих структур в работе была разработана и апробирована технологическая методика изготовления структур.

Детектирующие структуры изготавливали из высокоомного CdTe и CdZnTe в соответствии с технологическими операциями, приведенными в таблице 4.1.

Таблица 4.1. Технологические операции изготовления детектирующих структур из CdTe, CdZnTe

№ п/п	Технологическая операция	Примечания
1.	Резка слитка/шайбы на отдельные кристаллы: - фиксация слитка/шайбы на оправке пицеином; - групповая резка струной с алмазным покрытием; - нагрев подложки и демонтаж кристаллов.	Малогабаритный станок абразивной проволочной резки АЛТЕК-13009
2.	Отмывка кристаллов от остатков пицеина: - выдерживание в нагретом четырёххлористом углероде; - промывка в воде; - визуальный контроль кристалла.	
3.	Нумерация кристаллов.	
4.	Измерение геометрических размеров кристалла.	
5.	Удаление методом шлифовки дефектов резки кристалла: - наклейка на шлифовальную оправку; - шлифовка; - отмывка в четырёххлористом углероде и промывка в дейонизованной воде.	
6.	Измерение геометрических размеров.	
7.	Приведение образца в заданный размер методом шлифовки: - наклейка образца на шлифовальную оправку; - снятие избыточной толщины; - промывка в водном мыльном растворе; - отклейка образца; - промывка в четырёххлористом углероде и в дейонизированной воде; - контроль размеров.	Настольный станок LS2P.04
8.	Полировка: - полировка фасок; - полировка граней; - полировка плоскостей.	Настольный станок LS2P.04
9.	Отмывка после полировки: - водный мыльный раствор - промывка в дейонизированной воде - отмывка в четырёххлористом углероде.	
10.	Формирование контактов.	Термодиффузия индия и золота
11.	Контроль электрофизических характеристик: - измерение вольтамперной характеристики; - измерение амплитудного спектра.	Спектрометр на базе ЦСУ-Н-1К

Для изготовления детектирующих структур отбирали исходный материал с высокими электрофизическими характеристиками (низкая концентрация остаточных примесей, высокая чистота материала, большой объем монокристаллов с однородным распределением свойств, высокие подвижность и время жизни носителей), выращенный методом движущегося нагревателя с компенсацией хлором (ТНМ), производства фирм «Acrorad» (подразделение японской энергетической корпорации) и «Redlen Technologies Inc.» (Канада).

Используемые монокристаллы для изготовления детектирующих структур имели следующие характеристики.

Монокристаллы CdTe: удельное сопротивление $\rho = 10^9$ Ом·см; время жизни носителей не менее 10^{-6} с; произведение подвижности электронов и дырок на их время жизни $(1,0 - 2,4) \cdot 10^{-3}$ см²/В и $(1,0 - 1,4) \cdot 10^{-4}$ см²/В, соответственно. В настоящее время это лучшие кристаллы CdTe, которые позволяет получать современная технология.

Монокристаллы CdZnTe: удельное сопротивление $\rho = 2 \cdot 10^{10}$ Ом·см; произведение подвижности электронов и дырок на их время жизни $1,2 \cdot 10^{-2}$ см²/В и $1,2 \cdot 10^{-4}$ см²/В, соответственно.

Все образцы имели одинаковую кристаллографическую ориентацию – контакты в плоскости (111). Из исходного кристалла вырезали прямоугольные параллелепипеды, которые затем шлифовали и полировали, с целью удаления нарушенного слоя после резки. Характерные размеры детектирующих структур: толщина 1-3 мм, длина и ширина 2-10 мм. Для обеспечения плоскопараллельности исследуемых детектирующих структур, получаемых при обработке кристаллов на мягких полировальниках, нами были внесены изменения в технологический процесс - заготовки детектирующих структур приклеивали на металлическую оправку с плоскопараллельными гранями и полировали на стекле.

4.1.2. Создание контактов на исследуемых пластинах и кристаллах

Контакты на полированные кристаллы наносили электрохимическим осаждением золота из золотохлористоводородной кислоты, при положительных результатах (ВАХ, спектр) формировали износостойкие контакты, получаемые магнетронным распылением золота. Для изготовления структур p-i-n типа применили термическую диффузию индия. Последовательность технологических операций приведена на рисунке 4.1.

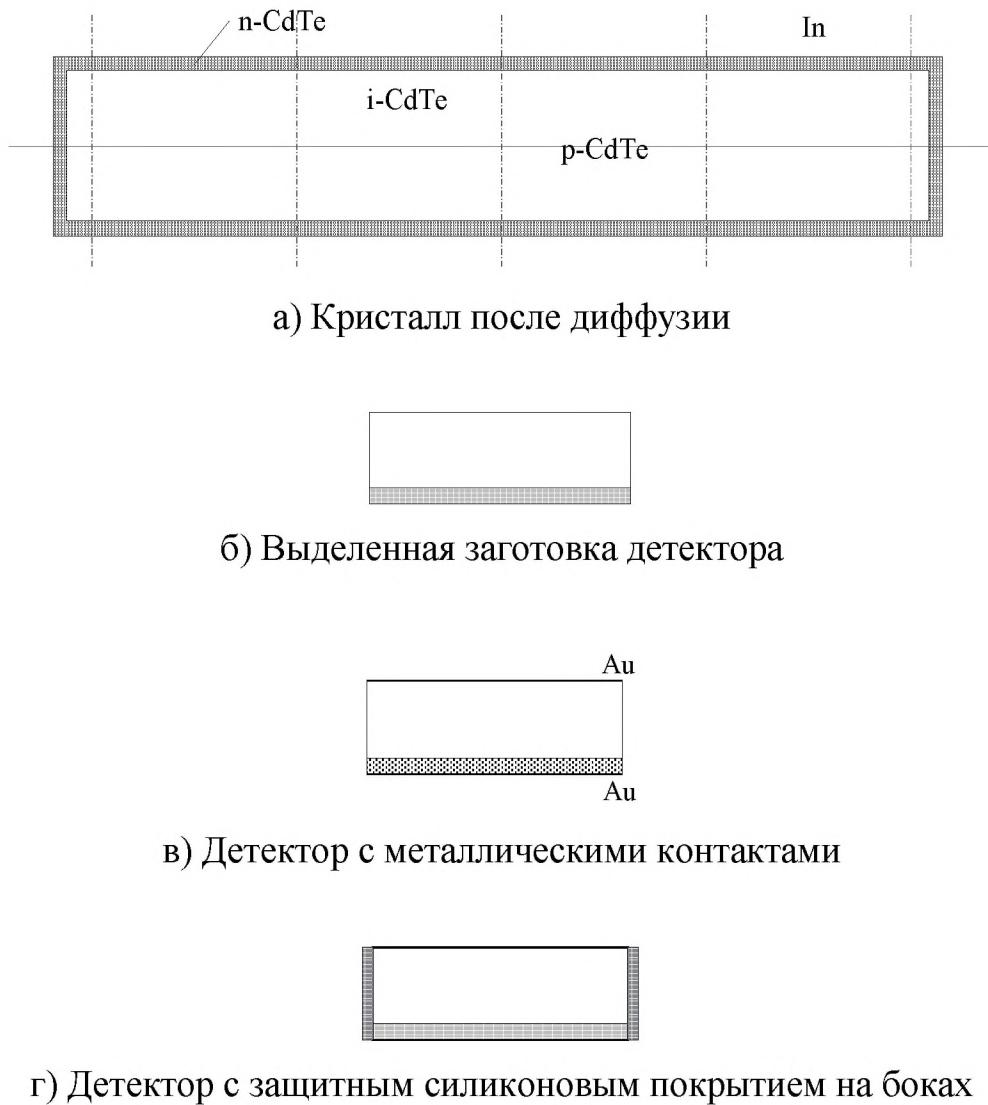


Рисунок 4.1. Последовательность технологических операций создания контактов на пластинах и кристаллах. Характеристики исходного кристалла

$$\mu_e = 1000 - 1200 \text{ cm}^2 / B \cdot c ; \mu_h = 100 - 140 \text{ cm}^2 / B \cdot c ; \tau_e = \tau_h = 10^{-6} \text{ с} ; \rho = 10^9 \Omega \cdot \text{см}$$

4.2. Материал для исследований

Для отработки технологии изготовления детектирующих структур и дальнейшей разработки комплексного исследования их характеристик и выполнения экспериментальных работ по изучению электрофизических характеристик использован монокристаллический CdTe и CdZnTe зарубежного и отечественного производства. Были отобраны образцы кристаллов CdTe и CdZnTe различных производителей: ОАО «Гиредмет» (Россия), ЗАО «CrystalsNord» (Россия), «Redlen Technologies Inc.» (Канада), «Acrorad» (Япония), «РНИИРП» (Латвия).

Продукция этих фирм, с одной стороны, доступна на мировом и российском рынке и, с другой стороны, имеет либо выдающиеся технические характеристики, либо перспективы их достигнуть. Кристаллы CdZnTe выращены методом зонной плавки ТНМ («Redlen») и с использованием модифицированного метода Бриджмена при высоком давлении («CrystalsNord»). Кристаллы CdTe выращены методом зонной плавки ТНМ («Acrorad») и модифицированным методом Бриджмена в ОАО «Гиредмет». Образцы кристаллов, произведенные в «CrystalsNord», «Redlen», «Acrorad» и ОАО «Гиредмет», имели структуру МПМ с контактами из Au или Pt (на детекторах «Acrorad»). При необходимости, некоторые кристаллы подвергали дополнительной шлифовке, полировке и химической обработке. На кристаллах CdTe производства ОАО «Гиредмет», контакты изготавливали химическим осаждением золота из золотохлористоводородной кислоты.

Для изготовления структур были использованы кристаллы с высокими электрофизическими характеристиками (высокая чистота материала, большой объем монокристаллов с однородным распределением свойств, высокие подвижность и время жизни носителей).

Основные параметры кристаллов приведены в таблице 4.2. На рисунках 4.2 – 4.5 приведены изображения исходных материалов для отработки технологии и изготовления детектирующих структур.

Таблица 4.2. Основные параметры исходных материалов

№	Номер образца	Номер детектора /тип	Производитель	Размер, мм × мм	Толщина, мм	Уд.сопротивление ρ, Ом·см	$(\mu\tau)_e$ см ² /В	$(\mu\tau)_p$ см ² /В	Напряжение регистр. фотопика (Cs, T _{комн}), В
1	0903-1302-33	06 p-i-n	Acrorad	5 × 10	3,0	$\sim 2 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^{-3}$	$\sim 1,2 \cdot 10^{-4}$	700
2	0903-1302-34	07 p-i-n		5 × 10	3,0				600
3	0903-1302-35/36			5 × 10	3,0				50
4	0903-1302-49/50	10 p-i-n		5 × 5	3,0				800
	0903-1302-41	05 МПМ		5 × 10	3,0				50
	0903-1302-39/40			3 × 3	3,0				50
	19728/1 CdZnTe	08 p-i-n	Redlen Technologies Inc	10 × 10	1,0	$\sim 2 \cdot 10^{10}$	$12 \cdot 10^{-3}$	$\sim 1,2 \cdot 10^{-4}$	700
	19728/2 CdZnTe	04 МПМ		10 × 10	2,0				480
	19785CdZnTe	09 p-i-n		10 × 10	5,0				700
1	КТ 10-24 № 11-6		ОАО «Гиредмет»	7 × 7	1,24	$1,5 \cdot 10^9$	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$\sim 1 \cdot 10^{-4}$	75
2	№ 11-10			7 × 7	1,27	$2 \cdot 10^9$	$9 \cdot 10^{-4}$	$\sim 1 \cdot 10^{-4}$	75
3	№ 11-14			5 × 5	1,0	$5 \cdot 10^9$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$\sim 1 \cdot 10^{-4}$	50
4	THM-2 № 14-7			4 × 4	0,87	$1 \cdot 10^{10}$	$4,5 \cdot 10^{-4}$	-	75
5	№ 14-13			4 × 4	1,22	$9 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^{-4}$	-	100
6	THM-6 № 1-13			4 × 4	1,05	$5 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^{-4}$	-	75
7	№ 15-13			4 × 4	1,52	$1,2 \cdot 10^9$	$7,6 \cdot 10^{-4}$	$\sim 1 \cdot 10^{-4}$	75
8	№ 4-13			5 × 5	1,47	$1,3 \cdot 10^9$	$8,3 \cdot 10^{-4}$	$\sim 1 \cdot 10^{-4}$	50
9	№ 9-13			5 × 5	1,85	$1,3 \cdot 10^9$	$5 \cdot 10^{-4}$	$\sim 1 \cdot 10^{-4}$	75
10	КЦТС 10-27 № 4-14			7 × 7	1,12	$2 \cdot 10^9$	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$5,1 \cdot 10^{-5}$	50
11	КТ 10-49 № 5-11	01 МПМ		5 × 5	2,58	$3 \cdot 10^9$	$8 \cdot 10^{-4}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	210
12	THM-5 № 4-14			4 × 4	1,38	$3,5 \cdot 10^8$	$9 \cdot 10^{-4}$	$5,7 \cdot 10^{-5}$	50
13	№ 9-14			4 × 4	1,4	$3,2 \cdot 10^8$	$9,2 \cdot 10^{-4}$	$6,5 \cdot 10^{-5}$	50
14	№ 13-14			4 × 4	1,29	$3,5 \cdot 10^8$	$9,5 \cdot 10^{-4}$	$4,8 \cdot 10^{-5}$	50
15	КЦТ 07-64 № 1			3 × 3	1,45	$4 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^{-4}$	-	150
Пластины									
1	КТ 10-24 № 3			Ø 40	2,5	$\sim 1 \cdot 10^9$	$\sim 1 \cdot 10^{-3}$	$\sim 1 \cdot 10^{-4}$	
2	КЦТС 10-41 № 8	02 МПМ		Ø 40	3,0	$\sim 3 \cdot 10^9$	$\sim 5 \cdot 10^{-4}$	$\sim 1 \cdot 10^{-4}$	300
3	КТ 09-11 № 6	03 МПМ		Ø 40	3,0	$\sim 6 \cdot 10^8$	$\sim 5 \cdot 10^{-4}$	$\sim 1 \cdot 10^{-4}$	350
4	КТ 10-43 № 1			Ø 40	3,0	$> 1 \cdot 10^9$	$\sim 1 \cdot 10^{-3}$	$\sim 1 \cdot 10^{-4}$	
5	КЦТ 11-04 № 6			Ø 40	2,5	$\sim 2 \cdot 10^9$	$\sim 4 \cdot 10^{-4}$	$\sim 7 \cdot 10^{-5}$	

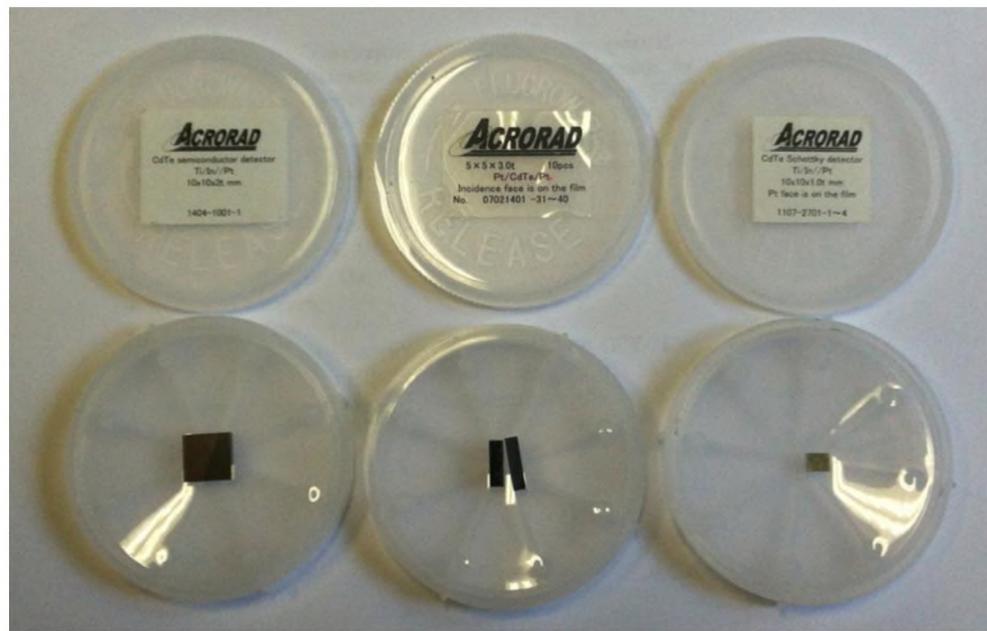


Рисунок 4.2. Монокристаллический CdTe фирмы «Acrorad» для изготовления детектирующих структур

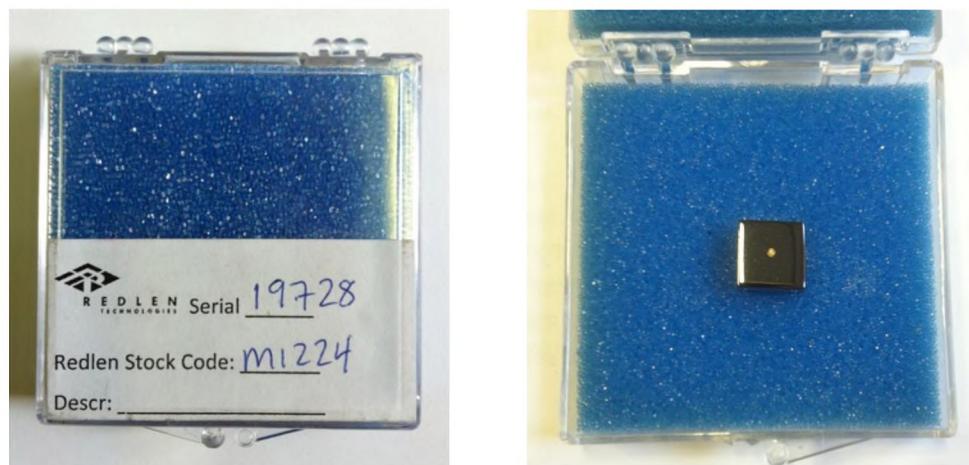


Рисунок 4.3. Монокристаллический CdZnTe фирмы «Redlen» для изготовления детектирующих структур



Рисунок 4.4. Монокристаллический CdTe РНИИРП для отработки технологии и режимов резки и шлифовки детектирующих структур

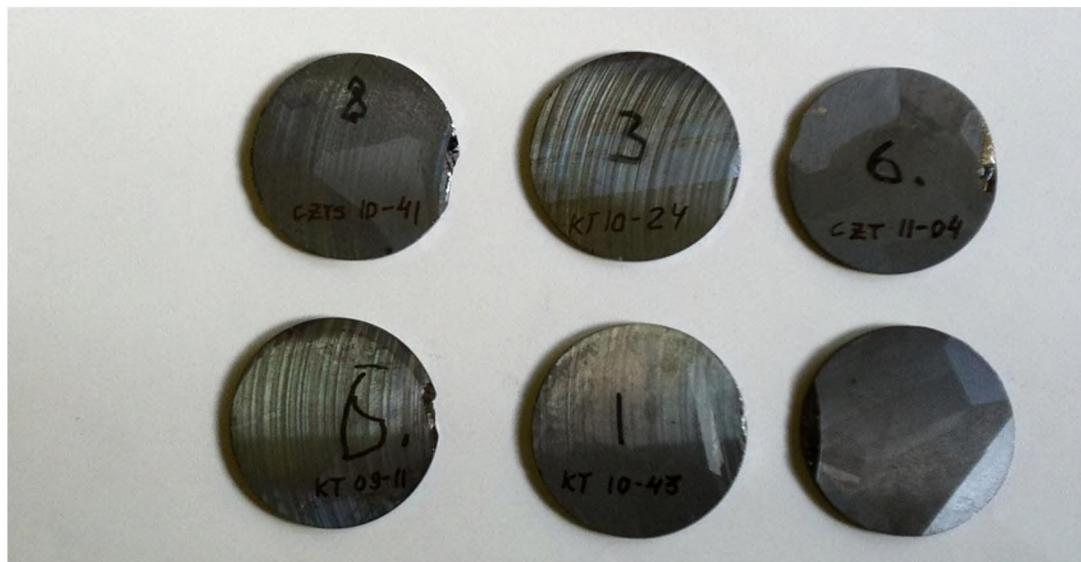


Рисунок 4.5. Монокристаллический CdTe ОАО "Гиредмет" для изготовления детектирующих структур

4.3. Разработка комплексной методики исследования характеристик монокристаллов CdTe и CdZnTe

Среди основных критериев, предъявляемых к методам исследования параметров необходимо отметить следующие:

1. Отдавались предпочтения таким методам исследования материала, в которых изучаемые параметры непосредственно связаны с основными характеристиками детекторов или прямо влияющие на них. Поэтому методы исследования структуры и состава материала, такие как РФА анализ, индукционно связанный вторичная масс-спектроскопия, а также рентгеновские дифракционные методы не рассматривались.

2. Чувствительность метода и эффективность исследования конкретного параметра.

3. Опыт использования той или иной методики и наличие экспериментальной базы.

В работе предложена и апробирована комплексная методика исследования характеристик монокристаллов CdTe и CdZnTe, включающая следующие измерения:

- измерение ВАХ и удельного сопротивления образцов;
- измерение эффективности сбора и подвижности носителей;
- измерение спектральных характеристик фотопроводимости.

Для измерений в работе применялись как модернизированные методики измерений, так и уникальные, разработанные в ходе выполнения работы.

Сбор заряда исследовали при облучении образцов источниками альфа- и гамма-излучения. Амплитудный спектр измеряли с помощью спектрометрической аппаратуры, включающей:

- блок высокого напряжения, «Canberra» модель 31020D;
- зарядочувствительный предуслитель с резистивной обратной связью;
- усилитель-формирователь УИС-02;
- блок генератора спектрометрических импульсов ГСИ-02;
- спектрометрический аналогово-цифровой преобразователь АЦП 8К-2, устанавливаемый в компьютер.

Для калибровки использовались спектрометрические кремниевые детекторы заряженных частиц с тонким входным окном типа ПДПА-1К- ИФТП. Измерение токов утечки на образцах CdTe, CdZnTe проводились помошью пикоамперметра Keitley 4785.

Наряду с классическим способом определения параметра $\mu\tau$, мощным средством определения транспортных характеристик материала является измерение стационарной фотопроводимости. Спектральное распределение примесной фотопроводимости можно использовать для обнаружения и определения концентрации примесных центров в полупроводниковом материале. Спектральный анализ фотопроводимости может быть использован также при определении природы глубоких центров. Благодаря малой глубине проникновения оптического излучения с помощью измерения характеристик фотопроводимости можно изучать поверхностную

рекомбинацию носителей и оценивать поверхностное качество контактов при отработке технологии травления поверхности, ее пассивирования.

В работе было предложено уникальное решение - облучение детекторной структуры излучением различных длин волн в широком температурном диапазоне. Была разработана и использована спектрометрическая установка для исследования параметров материала, связанных с переносом носителей при оптическом возбуждении.

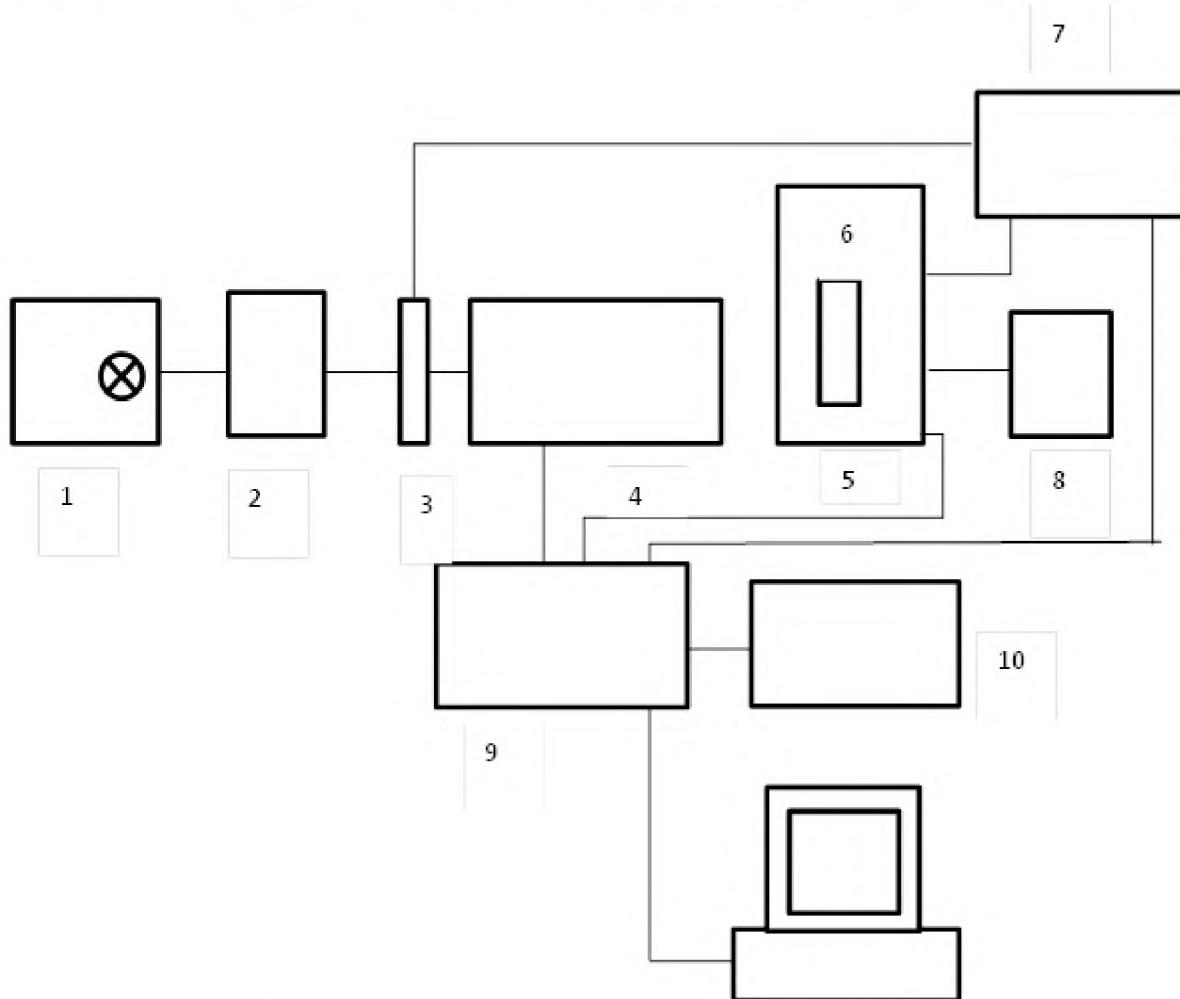


Рисунок 4.6. Блок схема спектрометрической установки: 1 - источник излучения; 2 - блок светофильтров; 3 - модулятор; 4 - монохроматор; 5 - криостат; 6 - образец; 7 - синхронный детектор; 8 - источник напряжения; 9 - контроллер; 10 - АЦП; 11 – компьютер

Спектрометрическая установка для регистрации спектров фотопроводимости в диапазоне 400-1800 нм включала в себя: источник

излучения на основе галогеновой лампы КГМ12-100 мощностью 100 Вт; монохроматор МДР-41; фокусирующую оптику; криостат с держателем исследуемого образца; измерительный блок; силовой блок и блок управления. Блок-схема установки показана на рисунке 4.6. Установка имела два режима работы: измерение модулированного фотоотклика и стационарного фототока. В первом режиме свет от источника возбуждения модулировали механическим прерывателем с частотой 20 Гц. Выходное фотонапряжение снимали с нагрузочного резистора и подавали на вход синхронного детектора. Калибровка спектральной чувствительности установки осуществляли с помощью предварительно аттестованного германиевого фотодетектора «Призма-5» производства ОАО «ЦКБ «Ритм».

4.4. Результаты измерения электрофизических характеристик

4.4.1. Измерение ВАХ и удельного сопротивления образцов

На образцах измерялись ВАХ при комнатной температуре. Типичные зависимости для образцов различных производителей приведены на рисунке 4.7 и рисунке 4.8. Как видно из рисунка 4.7, вольт-амперные характеристики для указанных полуизолирующих образцов CdTe линейные и симметричные. Контакты на этих детекторах можно характеризовать как квазиомические, при этом на некоторых образцах наблюдали диодную ВАХ, что свидетельствует о выпрямляющих свойствах контактов. Напротив, ВАХ полуизолирующих детекторов CdZnTe имеют, как правило, характеристики квазидиодов Шоттки, включенных навстречу друг другу.

Удельное сопротивление ρ определялось как:

$$\rho = \frac{U S}{I h}, \quad (4.1)$$

где s и h – площадь центрального электрода и толщина образца, I – ток утечки, протекающий через него.

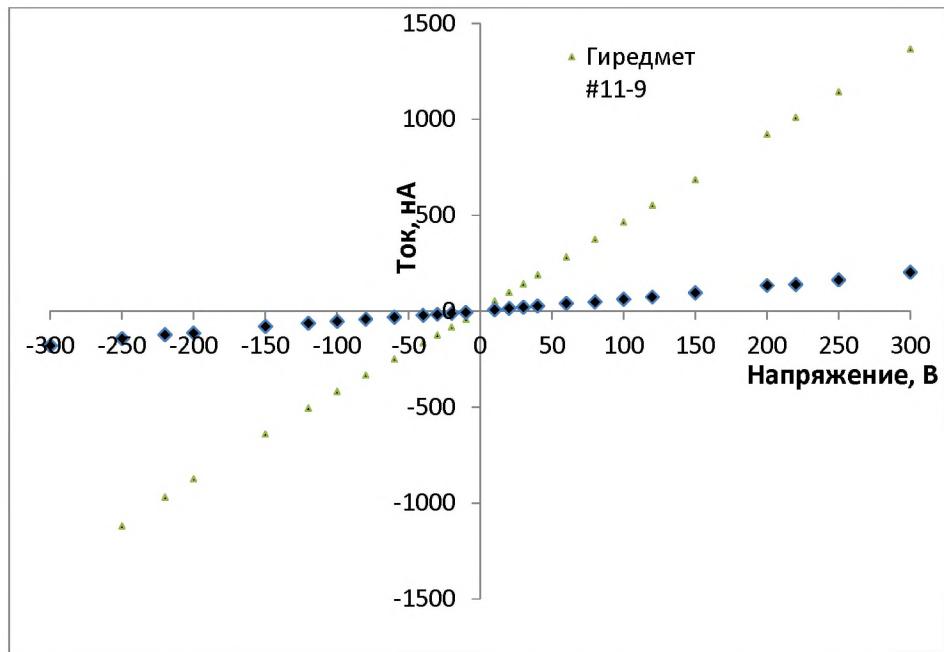


Рисунок 4.7. ВАХ для образцов CdTe «Acrorad» (№ 37) и «Гиредмет» (№ 11-19)

При определении удельного сопротивления на образцах с явным нелинейным поведением необходимо учитывать существование барьера Шоттки на электродах. Идеальная вольт-амперная характеристика диода Шоттки с учетом последовательного сопротивления R_s может быть записана как:

$$I = I_s \left\{ \exp\left[\frac{q(U - IR_s)}{kT}\right] - 1 \right\}, \quad (4.2)$$

где I_s – ток насыщения.

Для точного определения удельного сопротивления в исследованных высокоомных образцах CdTe и CdZnTe измерения проводились при малых напряжениях (не более 10 В) и, в некоторых случаях, не более 1 В, когда поведение полупроводника имеет квазиомический характер. Рассчитанные величины удельного сопротивления при температуре 22°C указаны в таблицах 4.3-4.5. В этих таблицах также приведены величины дифференциальных сопротивлений при положительных и отрицательных напряжениях, и для сравнения уровня токов утечки разных образцов, плотность тока при электрическом поле 600 В/см.

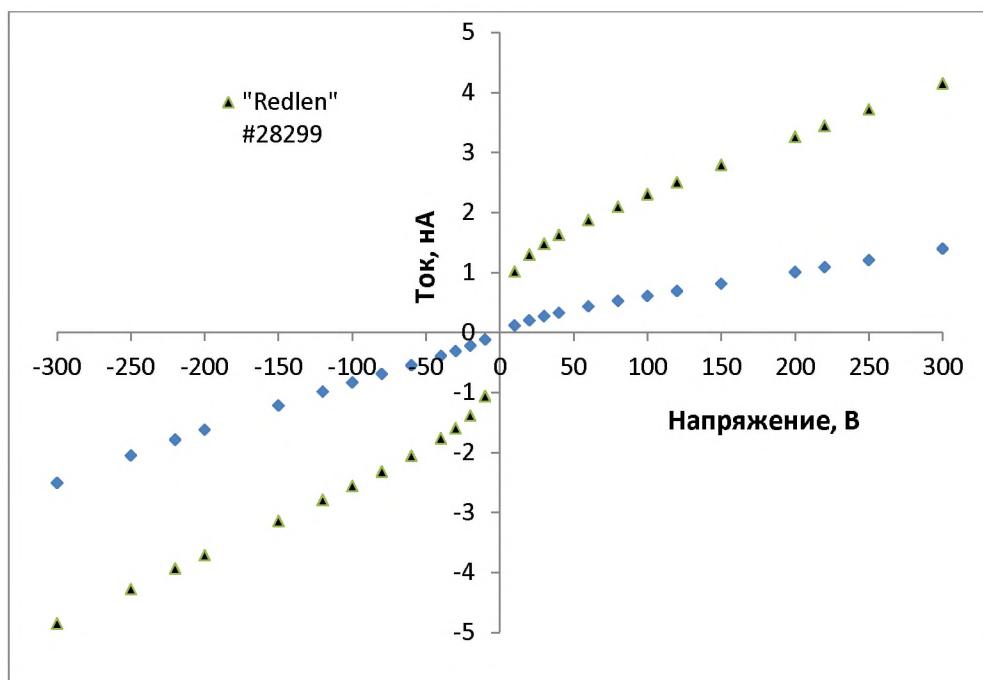


Рисунок 4.8. ВАХ для образцов CdZnTe «Redlen» (№ 28299) и «CrystalsNord» (№ 3)

Таблица 4.3. Результаты измерения удельного сопротивления на детекторах CdTe

№	Фирма	Номер образца	Размеры,мм	R(-), ГОм	R(+), ГОм	Уд.сопротивление ρ , Ом·см	Плотность тока J , нА/см ² $E=600$ В/см
1	«Гиредмет»	10-16	4,9×4,9×1,9	0,28	0,275	$2,80\cdot10^8$	2189
2	«Гиредмет»	7-16	4,9×4,9×1,9	0,217	0,202	$2,15\cdot10^8$	2769
3	«Гиредмет»	4-16	4,9×4,9×2	0,16	0,18	$1,63\cdot10^8$	3589
4	«Гиредмет»	14-13	4,2×4,2×1,1	2,1	1,8	$6,89\cdot10^8$	1141
5	«Гиредмет»	8-13	4,3×4,3×1,2	4,9	4,5	$6,62\cdot10^8$	805
5	«Acrorad»	903-35	5×10×3	1,3	1,46	$2,25\cdot10^9$	226
6	«Acrorad»	903-37	5×10×3	1,75	1,55	$2,80\cdot10^9$	187

Таблица 4.4. Результаты измерения удельного сопротивления на детекторах CdZnTe «CrystalsNord»

№	Номер образца	Размеры,мм	R(-), ГОм	R(+), ГОм	Уд.сопротивление ρ , Ом·см	Плотность тока J , нА/см ² $E=600$ В/см
1	3	2,5×2,5×4	169	337	$2,57\cdot10^{10}$	14,3
2	4	0,8×3,8×2,5	83,1	86,3	$1,30\cdot10^{10}$	51,9
3	5	1,2×3,7×2,2	43,3	49,8	$8,10\cdot10^9$	58,5

Таблица 4.5. Результаты измерения удельного сопротивления на детекторах CdZnTe производства «Redlen»

№	Фирма	Номер образца	Размеры,мм	R(-), ГОм	R(+), ГОм	Уд.сопротивление ρ , Ом·см	Плотность тока J, нА/см ² $E=600$ В/см
1	«Redlen»	13038	10×10×5	285	120	$5,05 \cdot 10^{10}$	2,46
2	«Redlen»	13043	10×10×5	156	87	$5,04 \cdot 10^{10}$	2,32
3	«Redlen»	27074	10×10×5	120	342	$2,63 \cdot 10^{10}$	3,35
4	«Redlen»	27078	10×10×5	120	69	$3,43 \cdot 10^{10}$	3,05
5	«Redlen»	27217	10×10×5	128	205	$2,58 \cdot 10^{10}$	3,07
6	«Redlen»	28246	10×10×5	217	181	$3,25 \cdot 10^{10}$	2,24
8	«Redlen»	28261	10×10×5	124	165	$2,75 \cdot 10^{10}$	2,64
11	«Redlen»	28288	10×10×5	65	98	$3,78 \cdot 10^{10}$	3,70
12	«Redlen»	28299	10×10×5	133	163	$3,01 \cdot 10^{10}$	2,66
13	«Redlen»	28308	10×10×5	47	89	$4,67 \cdot 10^{10}$	4,00
14	«Redlen»	28262	10×10×5	132	211	$5,96 \cdot 10^{10}$	2,33

4.4.2. Измерение эффективности сбора и подвижности носителей

Эффективность сбора носителей заряда CCE в образцах определялась из анализа спектров амплитудного распределения импульсов, полученных при облучении альфа-излучением при различных напряжениях. На рисунке 4.9 показаны типичные спектры амплитудного распределения импульсных сигналов, возникающих при облучении изотопом ^{239}Pu .

Зависимости экспериментально измеренной эффективности сбора неравновесных носителей от приложенного напряжения для основных исследованных CdTe и CdZnTe детекторов показаны на рисунке 4.10-4.13. Вычисленные значения параметров переноса носителей заряда μt для исследованных образцов вычислялись и указаны в таблице 4.6-4.8.

В таблице 4.8 для партии детекторов CdZnTe «Redlen» размером $10 \times 10 \times 5$ мм указаны также эквивалентный шумовой заряд (ENC) и энергетическое разрешение по линии 59,54 кэВ источника гамма-излучения Am-241.

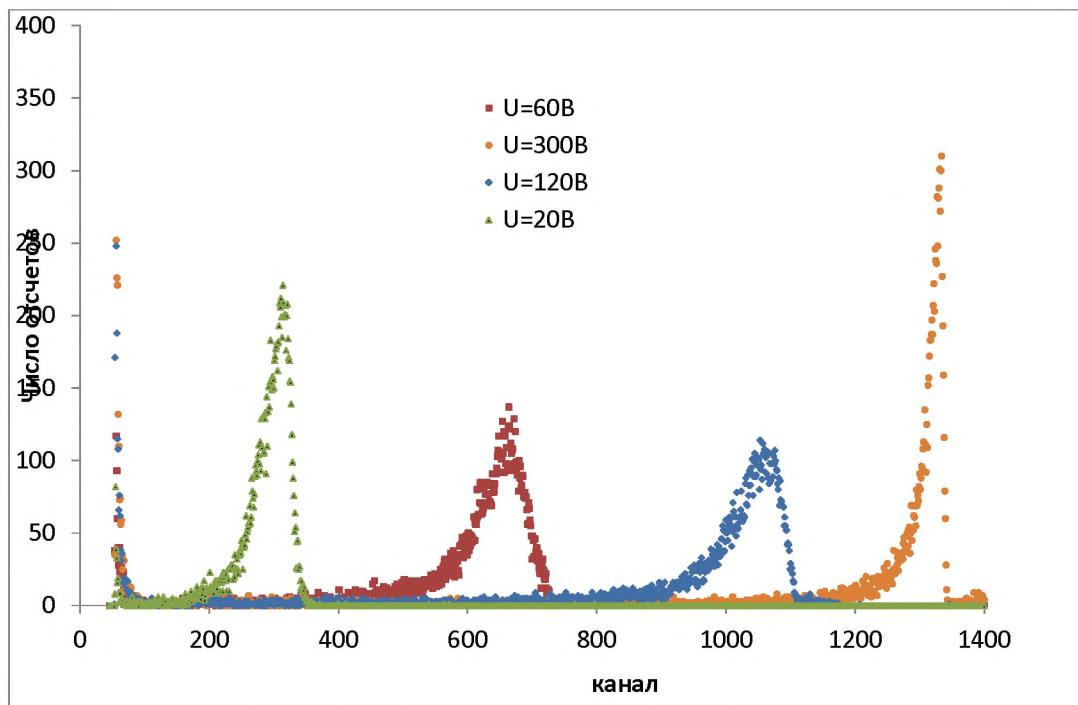


Рисунок 4.9. Амплитудные спектры альфа-частиц источника ^{239}Pu , измеренные на образце CdZnTe №28246 «Redlen» при различных напряжениях смещения

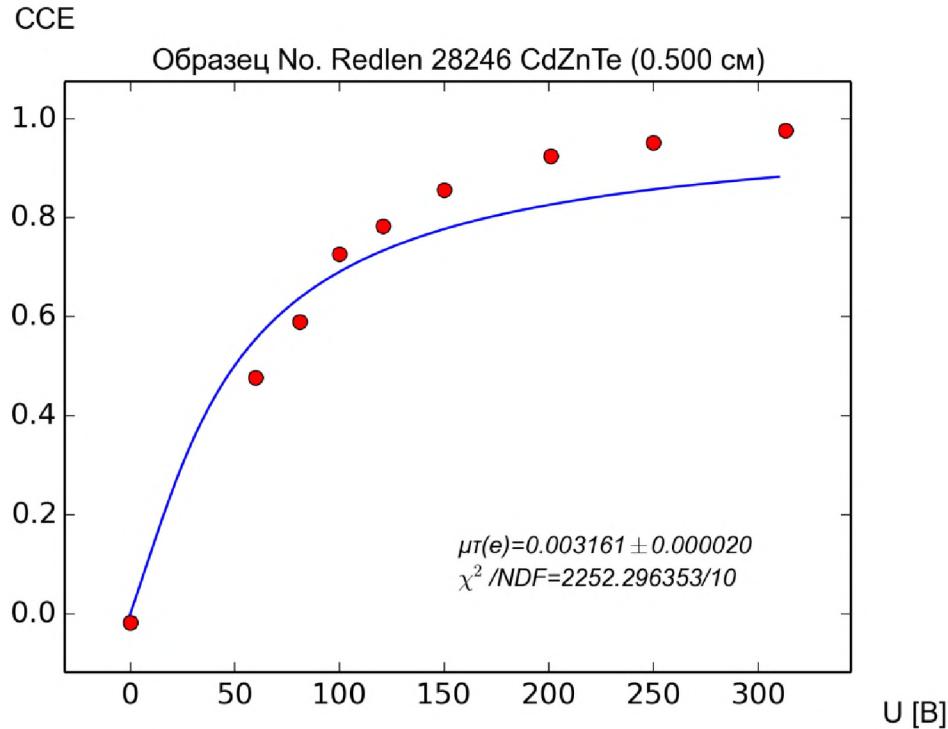


Рисунок 4.10. Зависимость ССЕ от напряжения для детектора CdZnTe «Redlen» (№ 28246)

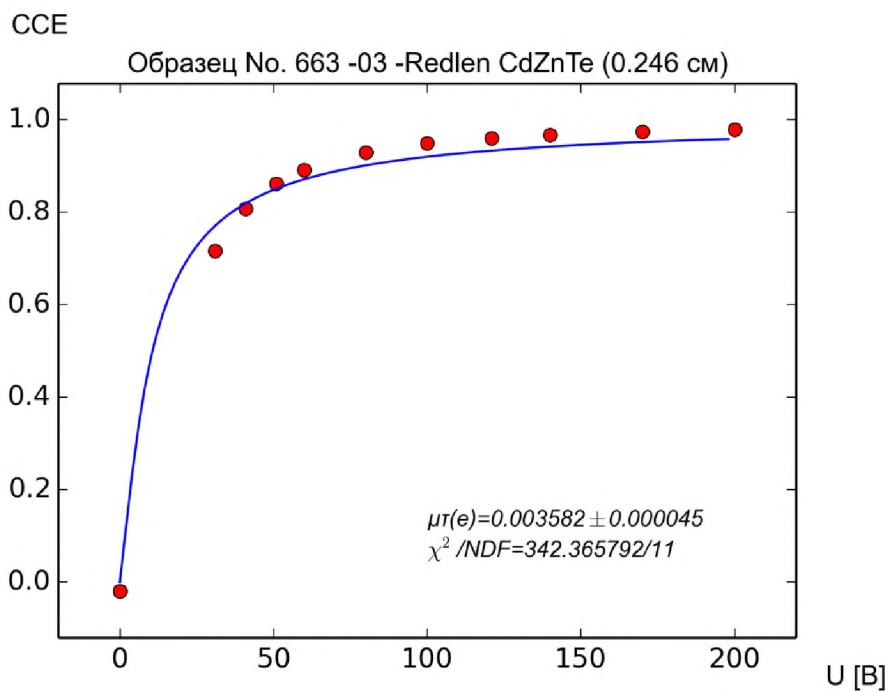


Рисунок 4.11. Зависимость ССЕ от напряжения для детектора CdZnTe «Redlen» (№ 663-03)

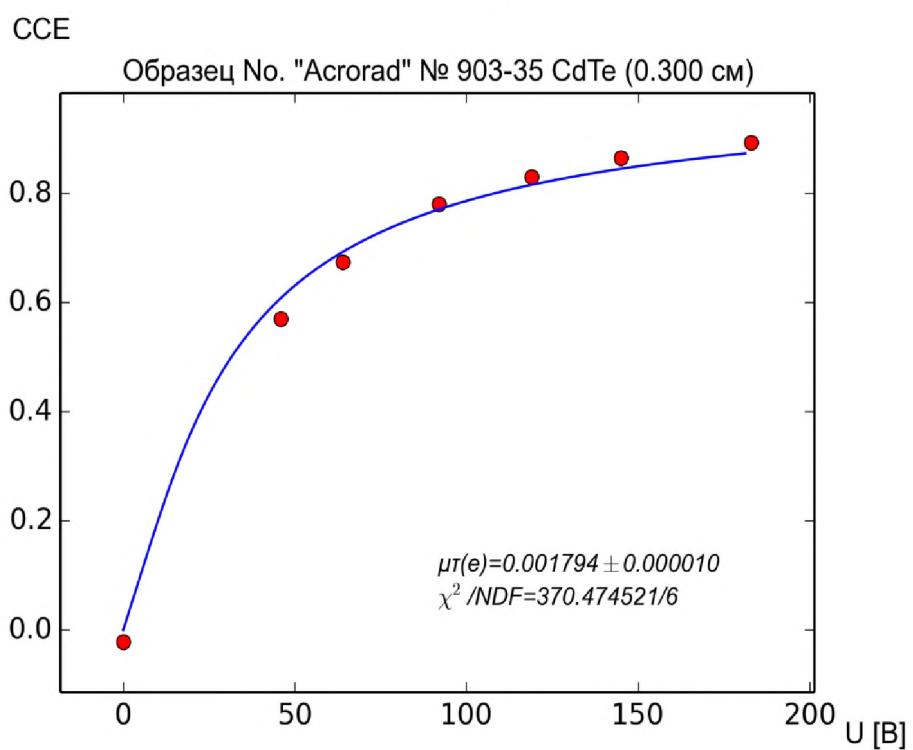


Рисунок 4.12. Зависимость ССЕ от напряжения для детектора CdTe «Acrorad» (№ 903-35)

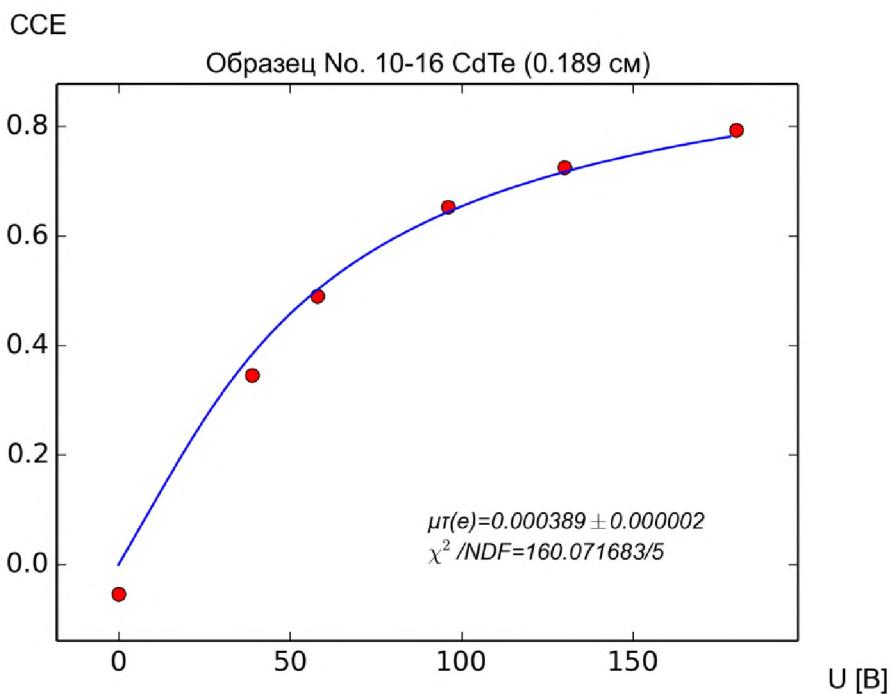


Рисунок 4.13. Зависимость ССЕ от напряжения для детектора CdTe
«Гиредмет» (№ 10-16)

Таблица 4.6. Результаты измерения $(\mu\tau)_e$ и $(\mu\tau)_p$ на детекторах CdTe различных производителей

№	Фирма-производитель	Номер образца	Размеры,мм	$(\mu\tau)_e$, $\text{см}^2/\text{В}$	$(\mu\tau)_p$, $\text{см}^2/\text{В}$
1	«Гиредмет»	10-16	$4,9 \times 4,9 \times 1,9$	$3,9 \cdot 10^{-4}$	$3,5 \cdot 10^{-5}$
2	«Гиредмет»	7-16	$4,9 \times 4,9 \times 1,9$	$4,5 \cdot 10^{-4}$	$2,7 \cdot 10^{-5}$
3	«Гиредмет»	14-13	$4,2 \times 4,2 \times 1,1$	$7,7 \cdot 10^{-4}$	$7,2 \cdot 10^{-5}$
4	«Гиредмет»	8-13	$4,3 \times 4,3 \times 1,2$	$5,1 \cdot 10^{-4}$	$7,5 \cdot 10^{-5}$
5	«Acrorad»	903-35	$5 \times 10 \times 3$	$2,2 \cdot 10^{-3}$	$9,2 \cdot 10^{-5}$
6	«Acrorad»	903-37	$5 \times 10 \times 3$	$1,8 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$

Таблица 4.7. Результаты измерения $(\mu\tau)_e$ на детекторах CdZnTe производства фирмы «CrystalNord»

№	Номер образца	Размеры,мм	$(\mu\tau)_e$, $\text{см}^2/\text{В}$	ENC, кэВ U = 300 В	FWHM Am-241, кэВ U=300В
1	3	$2,5 \times 2,5 \times 4$	-	-	-
2	4	$1 \times 4 \times 2,5$	$5,6 \cdot 10^{-5}$	-	-
3	5	$1 \times 4 \times 2,5$	$1,3 \cdot 10^{-5}$	-	-

Таблица 4.8. Результаты измерения $(\mu\tau)_e$ на детекторах CdZnTe производства «Redlen». Размер детекторов 10x10x5 мм

№	Номер образца	$(\mu\tau)_e$, $\text{см}^2/\text{В}$	ENC, кэВ U=300В	FWHM Am-241, кэВ U=300В
1	13038	$6,5 \cdot 10^{-3}$	5,5	7,4
2	13043	$6,6 \cdot 10^{-3}$	7,5	8,3
3	27074	$4,9 \cdot 10^{-3}$	7,8	9,9
4	27078	$4,3 \cdot 10^{-3}$	5,7	8,1
5	27217	$4,4 \cdot 10^{-3}$		
6	28246	$6,7 \cdot 10^{-3}$	5,8	7,1
7	28251	$5,6 \cdot 10^{-3}$	5,9	7,3
8	28261	$6,4 \cdot 10^{-3}$	5,7	
9	28263	$3,7 \cdot 10^{-3}$	-	-
10	28280	$8,2 \cdot 10^{-3}$	4,6	7,7
11	28288	$5,8 \cdot 10^{-3}$	4,6	8,1
12	28299	$5,0 \cdot 10^{-3}$	4,6	6,8 (250V)
13	28308	$1,0 \cdot 10^{-3}$	-	-
14	28262	$6,7 \cdot 10^{-3}$	5,8	7,2
15	12983	$6,4 \cdot 10^{-3}$	7,3	9,3

Для определения дрейфовой подвижности измерялись временные параметры выходных импульсов с ПУ (см. рисунок 4.14). Результаты вычислений сведены в таблице 4.9.

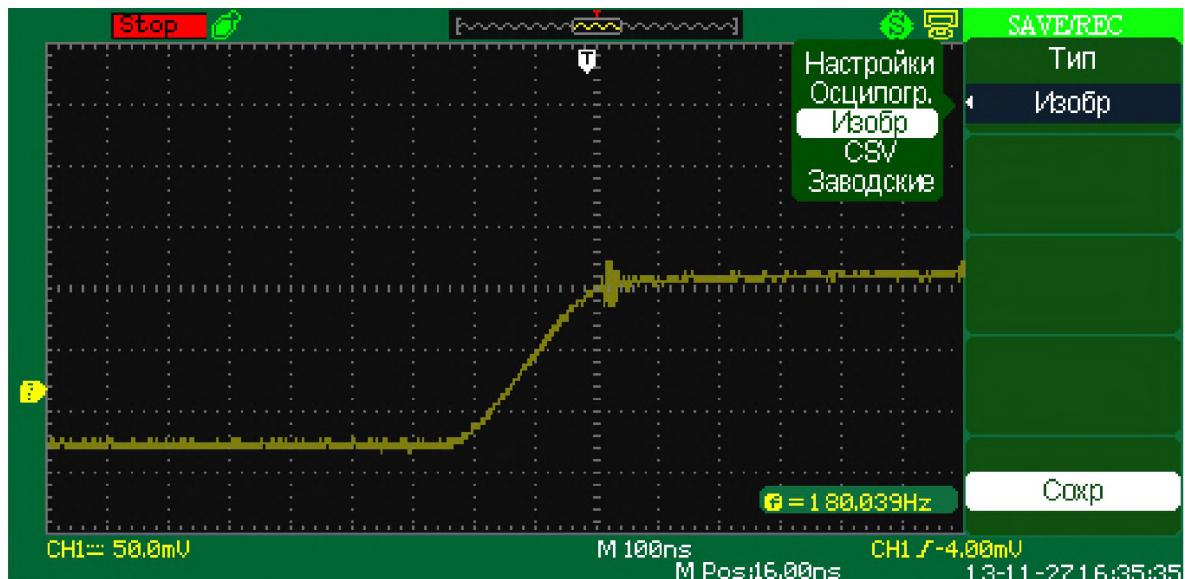


Рисунок 4.14. Осциллограмма фронта нарастания выходного импульса с предусилиеля на детекторе

Таблица 4.9. Результаты измерения дрейфовой подвижности электронов и дырок на детекторах CdTe и CdZnTe

№	Фирма	Материал	Номер образца	$(\mu)_e$, $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	$(\mu)_p$, $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$
1	«Гиредмет»	CdTe	10-16	970	96
2	«Гиредмет»	CdTe	14-13	803	92
3	«Acrorad»	CdTe	903-35	1060	95
4	«Redlen»	CdZnTe	663	960	88
5	«Redlen»	CdZnTe	28246	880	-
5	«Redlen»	CdZnTe	27028	809	-
6	«CrystalsNord»	CdZnTe	5	760	-

4.4.3. Измерение спектральных характеристик фотопроводимости

Спектральный анализ фотопроводимости проводился при комнатной температуре в диапазоне длин волн 400-1800 нм. На облучаемые электроды прикладывалось отрицательное напряжение относительно держателя. Электроды были полупрозрачными для входящего излучения (толщина не превышала 1000 Å). На рисунках 4.14-4.19 представлены спектральные зависимости фототока для образцов CdTe и CdZnTe от различных производителей.

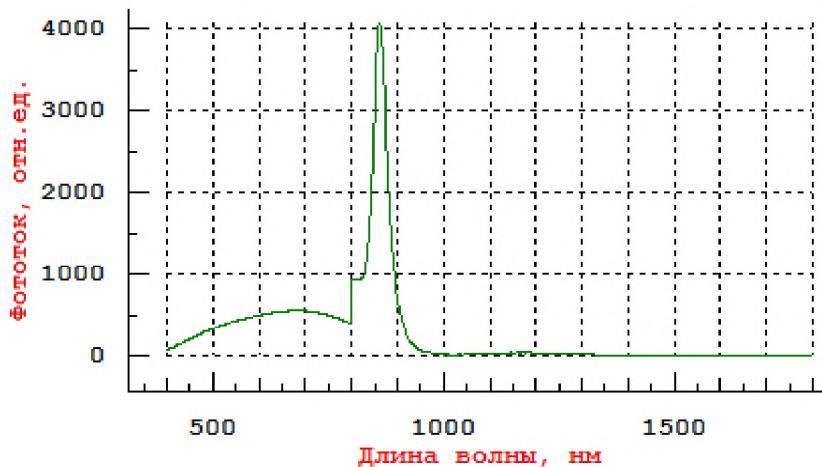


Рисунок 4.14 – Спектральная зависимость фотопроводимости образца CdTe («Гиредмет», № 14-13) при напряжении U = 30 В

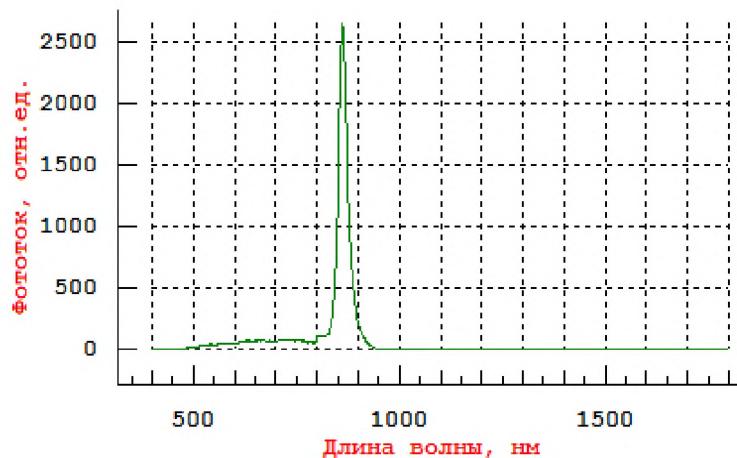


Рисунок 4.15 – Спектральная зависимость фотопроводимости образца CdTe («Acrorad», № 903-37) при напряжении $U = 30$ В

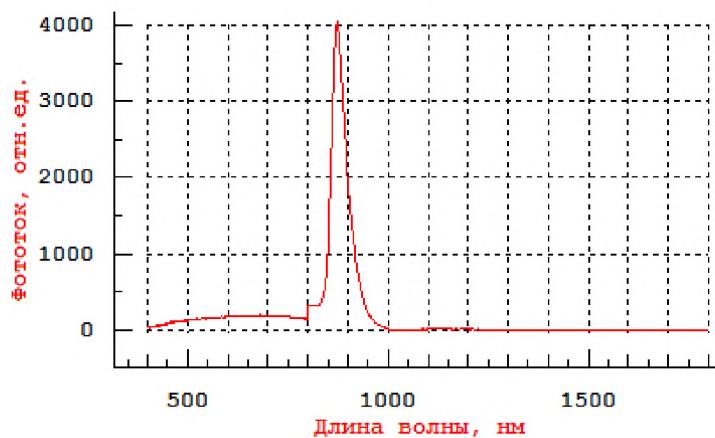


Рисунок 4.16. Спектральная зависимость фотопроводимости образца CdTe («Гиредмет», № 10-16) при напряжении $U = 30$ В

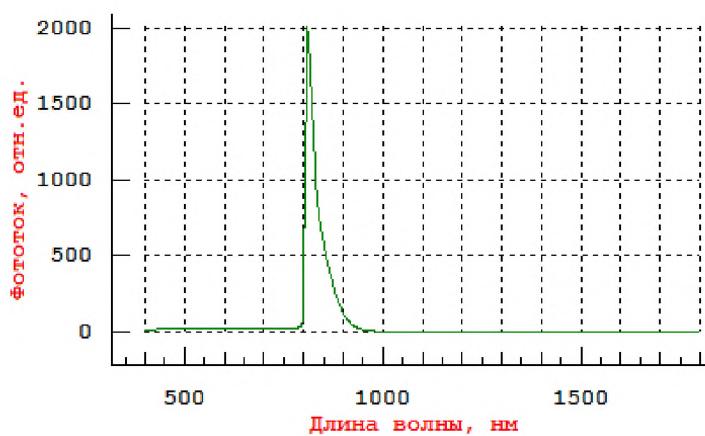


Рисунок 4.17. Спектральная зависимость фотопроводимости образца CdZnTe (№ 27078) размером $10 \times 10 \times 5$ мм при напряжении $U = 80$ В

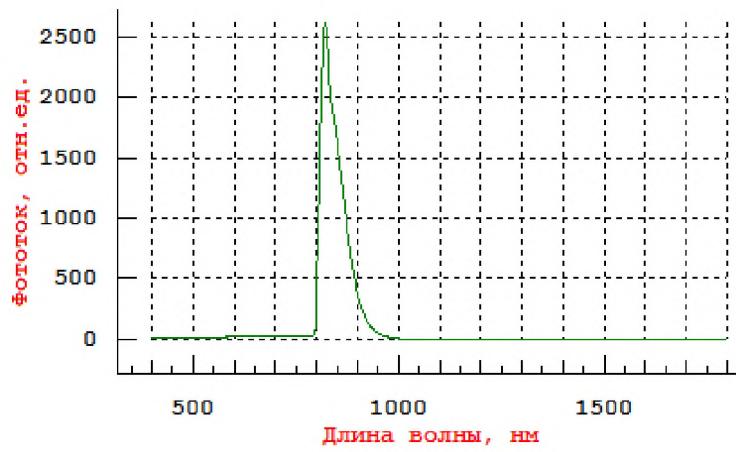


Рисунок 4.18. Спектральная зависимость фотопроводимости образца CdZnTe (№ 28288) размером $10 \times 10 \times 5$ мм при напряжении $U = 40$ В

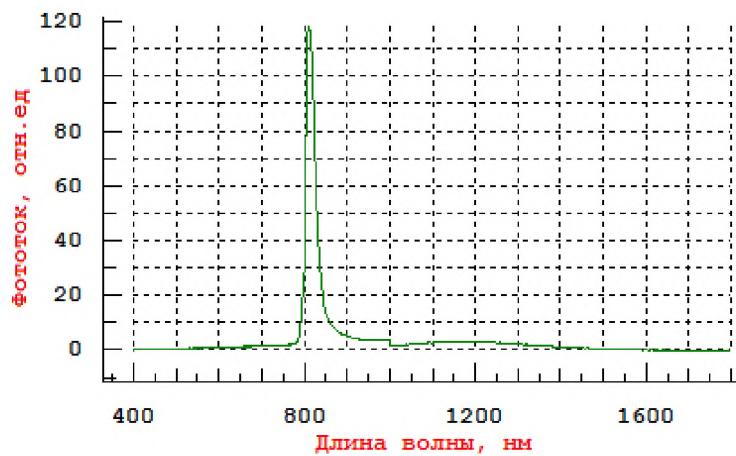


Рисунок 4.19. Спектральная зависимость фотопроводимости образца CdZnTe («CrystalsNord», № 5) размером $2,5 \times 2,5 \times 4$ мм при напряжении $U = 50$ В

Необходимо отметить общие особенности спектров фотопроводимости. Зависимости имеют три области. Высокоэнергетическая область в диапазоне 400-750 нм с максимумом 600-700 нм (I_1) связана, видимо, с соединениями, непосредственно примыкающими к контакту, - в основном, оксидными соединениями. Область собственного поглощения (I_{II}) имеет различное местоположение в зависимости от материала. Для CdTe она находится в диапазоне 820-900 нм, в то время как для CdZnTe – в диапазоне 760-840 нм.

Третья область спектров 900-1500 нм (I_{III}) связана с глубокими и мелкими уровнями, существующими внутри запрещенной зоны детектора.

В таблице 4.10 приведены данные о положении максимумов собственного поглощения и примесного поглощения фотоспектров, а также величины, равные отношению интенсивностей этих двух полос. По-видимому, эта характеристика должна характеризовать также и концентрацию глубоких центров захвата носителей в материале.

Таким образом, максимумы собственного поглощения соответствуют энергиям 1.51-1.53 эВ для исследованных образцов CdZnTe и 1.43-1.44 эВ - для образцов CdTe. В целом эти результаты соответствует ожидаемым, учитывая также, что положение максимума собственного поглощения зависит от поглощения фотонов и рекомбинации носителей в приповерхностной области детектора.

На рисунках 4.20-4.22 приведены зависимости фототока от приложенного напряжения для некоторых образцов при возбуждении фотонами с энергиями большими энергии запрещенной зоны материалов.

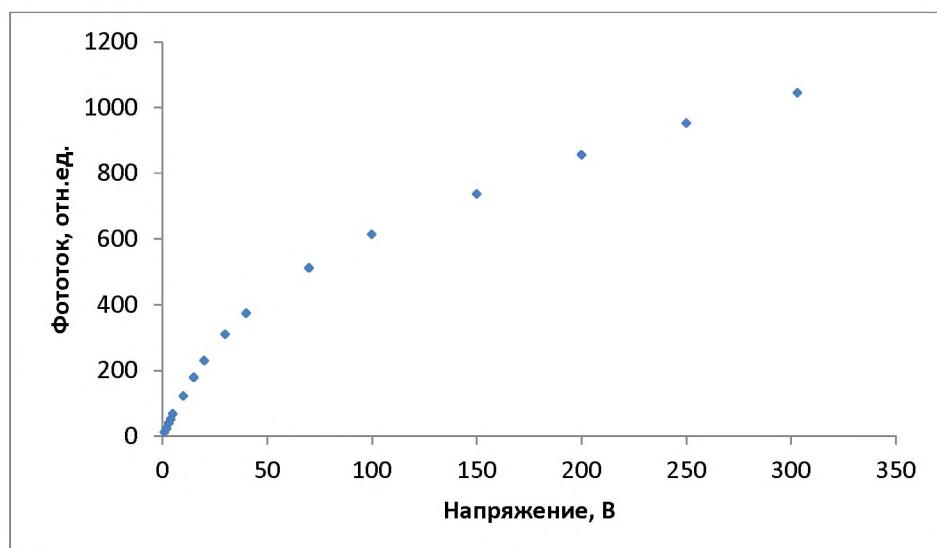


Рисунок 4.20. Зависимость фототока на образце CdZnTe (№ 27078) от приложенного напряжения при облучении светом с $\lambda = 800$ нм

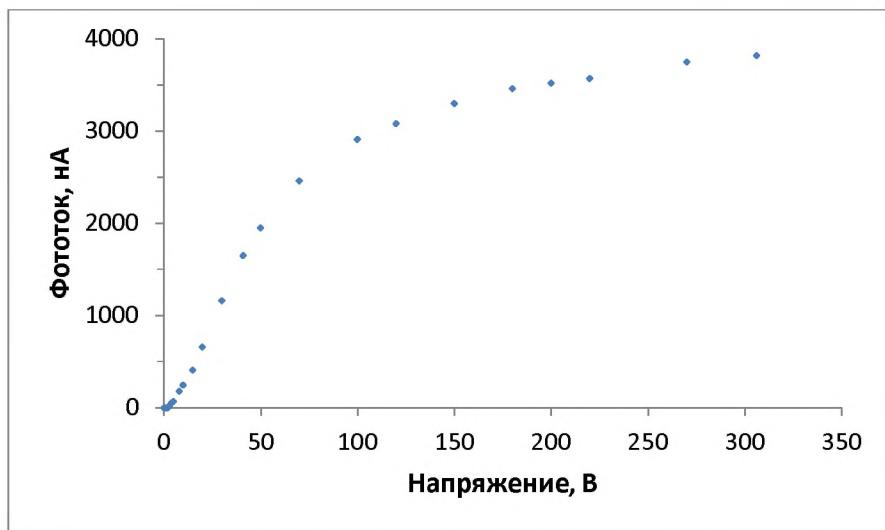


Рисунок 4.21. Зависимость фототока на образце CdTe («Гиредмет», № 14-13) от приложенного напряжения при облучении светом с $\lambda = 830$ нм

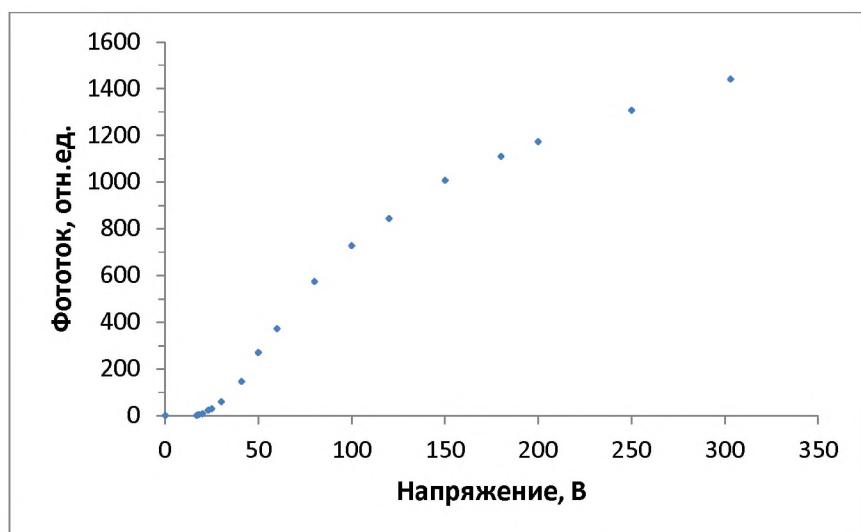


Рисунок 4.22. Зависимость фототока на образце CdTe («Acrorad», № 903-37) от приложенного напряжения при облучении светом с $\lambda = 800$ нм

Таблица 4.10 Характерные параметры спектров фотопроводимости для образцов CdTe и CdZnTe

Фирма	Материал	Номер образца	λ_{\max} , нм	Область III	λ_{\max} , нм	$I_{\text{III}}/I_{\text{II}}$
«Гиредмет»	CdTe	10-16	872	1030-1320	1150	$3,2 \cdot 10^{-3}$
«Гиредмет»	CdTe	14-13	862	1000-1400	1185	$1,1 \cdot 10^{-2}$
«Acrorad»	CdTe	903-37	862	-	-	-
«CrystalsNord»	CdZnTe	5	812	1000-1600	1170	$3,2 \cdot 10^{-2}$
«Redlen»	CdZnTe	27078	820	1000-1600	1140	$1,1 \cdot 10^{-3}$
«Redlen»	CdZnTe	28288	810	-	-	-

4.4.4. Исследование глубоких центров захвата и рекомбинации неравновесных носителей заряда в детекторах

Время жизни носителей и, соответственно, их транспортные характеристики – параметр $\mu\tau$, в большой степени определяются спектром глубоких уровней в запрещенной зоне. В частности, многократный захват на ловушки с последующим термическим выбросом существенно замедляет транспорт носителей заряда, как показано на рисунке 4.23 [52]. Таким образом, при разработке полупроводниковых детекторов особое внимание следует уделять спектру глубоких ловушек и степени их заполнения.

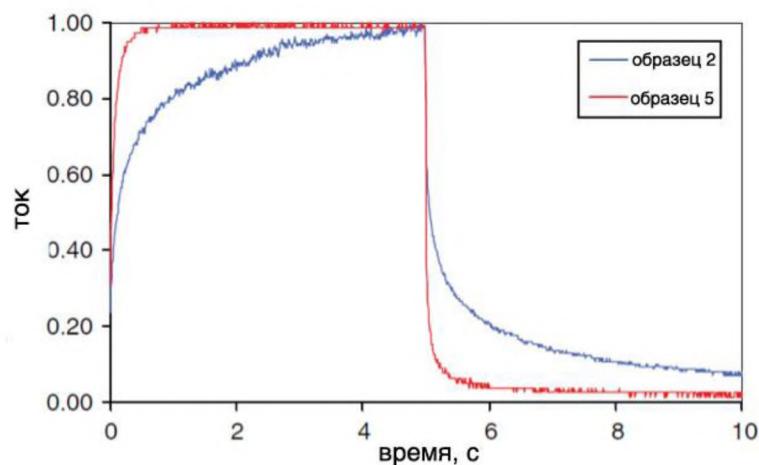


Рисунок 4.23. Кинетика сбора носителей заряда [52]

Одним из важнейших требований к детекторному материалу является его большое удельное сопротивление. При этом измерение спектра глубоких уровней стандартными емкостными методами (РСГУ, адmittанс-спектроскопия) становится невозможным. В связи с этим возникает необходимость в использовании других способов получения информации о глубоких уровнях в запрещенной зоне, основанных на измерении тока, а не емкости.

Наиболее простым способом оценить концентрацию и глубину залегания ловушек можно измерением термостимулированного тока (ТСТ). Однако в этом методе часто очень трудно достаточно точно измерить параметры ловушек: простые способы, основанные на измерении

температуры пика, дают слишком большую ошибку из-за неопределенности сечения захвата, измерение глубины залегания по энергии активации начального участка пика ТСТ работает только в случае одиночного пика.

Более точные методы определения параметров ловушек с помощью этого метода (например, зависимости максимума пика от скорости нагрева и другие) требуют проведения многократных измерений спектров ТСТ, что увеличивает затраты, делая этот простой метод определения спектров ловушек слишком сложным. Чтобы исключить перечисленные проблемы используется метод токовой релаксационной спектроскопии глубоких уровней (ТРСГУ), в котором измеряется температурная зависимость релаксации тока после заполнения ловушек импульсом света. ТРСГУ позволяет определить не только энергию термической активации ловушки, но и сечение захвата носителей. Однако стандартный ТРСГУ метод не позволяет отличить ловушки, захватывающие электроны от ловушек, захватывающих дырки - метод не позволяет определить тип ловушек. Тем не менее, согласно [53], измерения ТРСГУ на структурах типа «сэндвич» (с нанесенными металлическими контактами на противоположные грани образца) позволяют различить ловушки для электронов и ловушки для дырок, если для заполнения ловушек использовать свет с длиной волны, соответствующей максимальному коэффициенту поглощения. Как видно из рисунка 4.24, при облучении верхнего контакта образца сильно поглощаемым светом, в зависимости от направления поля в образце, в объем образца инжектируются только носители одного знака – дырки или электроны. Таким образом, измерив два спектра ТРСГУ при разных полярностях и сравнив их между собой, можно определить, какие ловушки дырочные, а какие – электронные.

В предположении, что в запрещенной зоне имеется только одна ловушка, пренебрегая повторным захватом (предполагается, что после термической эмиссии носитель заряда рекомбинирует), релаксацию тока после заполнения ловушки импульсом света можно записать в виде:

$$I(t) = B \cdot \mu_{n(p)} \tau_{n(p)} e_{n(p)} n_t \cdot \exp(-e_{n(p)} t), \quad (4.3)$$

где B – константа, зависящая от электрического поля и геометрии образца; $\mu_{n(p)}$ – подвижность электронов (дырок); $\tau_{n(p)}$ - время жизни электронов (дырок); $e_{n(p)}$ – скорость эмиссии электронов (дырок) с уровня; n_t – плотность заполненных светом ловушек.

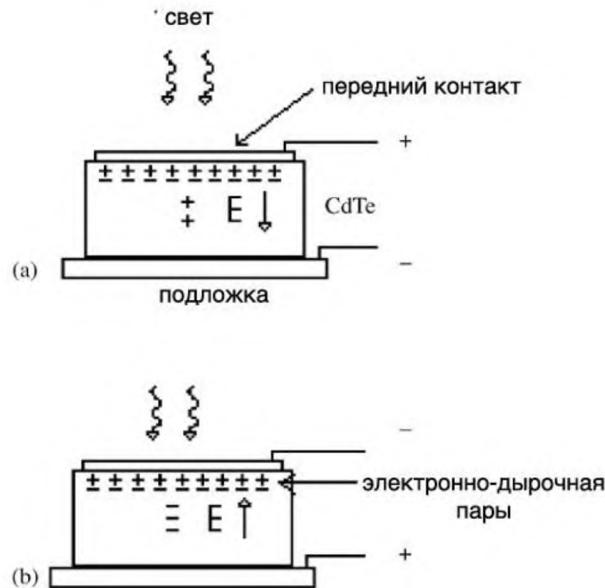


Рисунок 4.24. Схема эксперимента по определению типа ловушек носителей заряда

Спектры ТРСГУ представляют собой температурные зависимости

$$P(T) = I(t_1) - I(t_2) \quad (4.4)$$

с фиксированным соотношением t_1/t_2 (равным, например, 1/10). Здесь t_1 и t_2 – моменты времени после выключения заполняющего импульса, в которые измеряется $I(t)$, $P(T)$ – сигнал ТРСГУ:

$$P(T) = I(t_1) - I(t_2) = K e_{n(p)} (\exp(-e_{n(p)} t_1) - \exp(-e_{n(p)} t_2)), \quad (4.5)$$

где $K = B \cdot \mu_{n(p)} \tau_{n(p)} n_t$

При низких температурах термическая генерация мала, релаксация фототока очень медленна и $I(t_1) - I(t_2)$ мало. При высоких температурах релаксация практически заканчивается к моменту времени t_1 . При совпадении времени эмиссии носителя с ловушки с временным окном $\tau = (t_2 - t_1)/\ln(t_2/t_1)$ в спектре ТРСГУ наблюдается пик.

Скорость термической эмиссии с ловушки i может быть записана в виде

$$e_i = I/\tau_i = A\sigma_i T^2 \exp(-E_i/kT), \quad (4.6)$$

где E_i и σ_i , соответственно: энергия термической ионизации и сечение захвата i -ловушки, A – коэффициент, зависящий от плотности состояний и эффективной массы, то есть от материала и типа ловушки (электронная или дырочная).

Последнее уравнение может быть переписано в виде:

$$\ln(e_i/T^2) = \ln(A\sigma_i) - E_i/kT \quad (4.7)$$

При изменении временного окна температура такого пика сдвигается, энергетическое положение ловушек (расстояние до соответствующей разрешенной зоны) и их сечение захвата можно определить из зависимости $\ln(e_i/T^2)$ (или $\ln(1/\tau T^2)$) от $1000/T$.

В [54] исследовалось влияние многократного повторного захвата носителей на ловушки. Показано, что даже в этом случае метод ТРСГУ правильно определяет энергию термической активации ловушек. Однако, если повторным захватом носителей нельзя пренебречь (если произведение концентрации пустых ловушек на их сечение захвата больше произведения концентрации центров рекомбинации на их сечение захвата), сечение захвата, определяемое методом ТРСГУ, может быть существенно занижено.

Описание методики измерения и исследуемых образцов.

Блок-схема установки для измерения ТРСГУ и температурных зависимостей тока (кроме измерений спектров глубоких уровней на всех образцах были измерены температурные зависимости проводимости) представлена на рисунке 4.25.

Измерения проводились в азотном криостате фирмы Oxford Instruments при температурах 85-400 К. Ток и релаксации тока измерялись пикоамперметром HP4140 с встроенным блоком питания. Диапазон измеряемых токов: 10^{-13} - 10^{-2} А. Диапазон напряжений встроенного в пикоамперметр блока питания: ± 100 В. Для измерений ТРСГУ в качестве источника света были использованы светодиоды с длинами волн 660 нм, 470 нм или 365 нм.

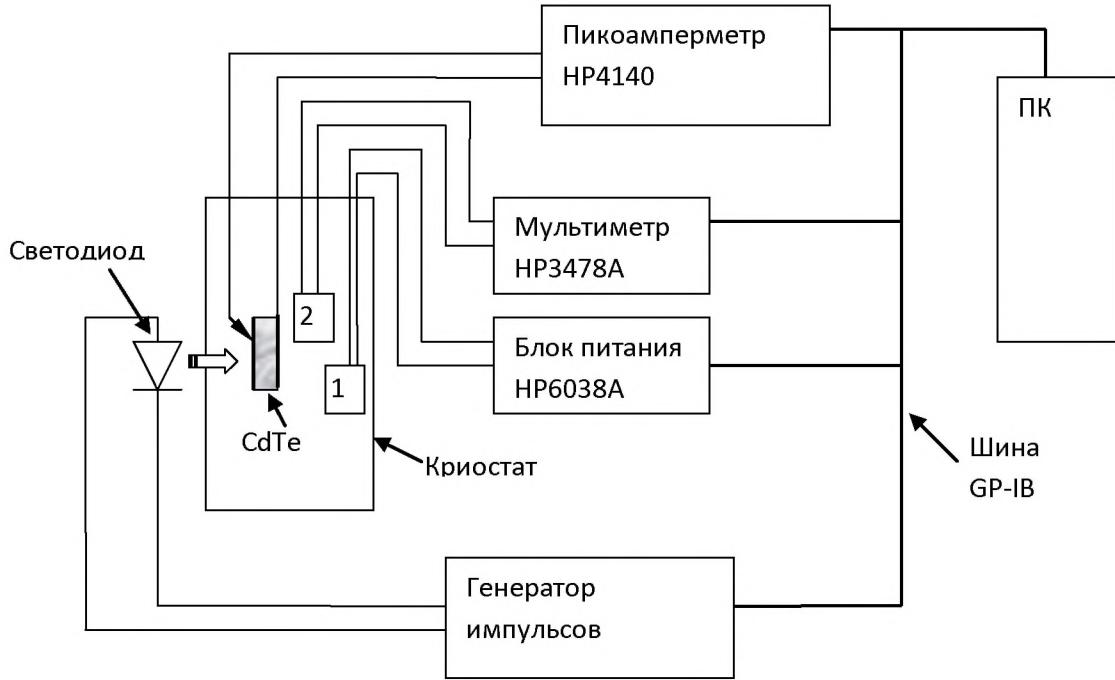


Рисунок 4.25. Блок-схема разработанной установки для измерения спектров ТРСГУ. 1 – платиновый резистор, 2 – нагреватель, ПК – персональный компьютер

Для исследования глубоких центров захвата и рекомбинации неравновесных носителей заряда были отобраны CdTe и CdZnTe детекторы, краткие характеристики которых приведены в таблице 4.11. Кристаллы CdZnTe выращивались с помощью модифицированного метода зонной плавки – THM («Redlen») и модифицированным методом Бриджмена - HPBM (ОАО «Гиредмет»). Кристаллы CdTe выращивались методом зонной плавки THM («Acrorad») и с помощью метода Бриджмена (ОАО «Гиредмет»). Образцы имели структуру «металл-полупроводник-металл» (МПМ) с сформированными Au или Pt (на детекторах «Acrorad») контактами. Образцы №4 и №5 были изготовлены из одного планарного детектора размером $10 \times 10 \times 5$ мм, образец №3 был изготовлен из планарного детектора размером $10 \times 5 \times 3$ мм. На этих образцах осуществлялась дополнительная шлифовка, полировка и химическая обработка.

Таблица 4.11. Образцы детекторов для исследования центров захвата и рекомбинации

Образец	Обозначение образца	Материал	Метод выращивания	Размеры, мм	Материал контактов
№1	903	CdTe	HPBM	10x5x3	Pt
№2	11-10 (КТ10-24)	CdTe	HPBM	7x7x1.27	Au
№10	4-14 (КЦТС 10-27)	CdZnTe	THM	7x7x1.12	Au
№3	4(903)	CdTe	THM	3x3x1.5	Au
№4	2(28308)	CdZnTe	THM	4x4.2x1.8	Au
№5	3(28308)	CdZnTe	THM	4.3x4.2x1.3	Au

4.4.5. Измерение транспортных и вольт-амперных характеристик образцов

На отобранных образцах производилось измерение транспортных характеристик носителей $\mu\tau_e$ и $\mu\tau_p$. Номера образцов и их характеристики указаны в таблице 4.12. Измерения показали хорошую воспроизводимость методики измерения $\mu\tau$. Сбор заряда исследовался при облучении образцов источниками альфа-излучения с радионуклидом ^{239}Pu .

Таблица 4.12. Транспортные характеристики исследованных детекторов

Образец	Материал	Фирма	Метод выращивания	$\mu\tau_e$, $\text{см}^2/\text{В}$	$\mu\tau_p$, $\text{см}^2/\text{В}$
№1	CdTe	«Acrorad»	THM	$2,2 \cdot 10^{-3}$	$9,2 \cdot 10^{-5}$
№2	CdTe	«Гиредмет»	HPBM	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$9 \cdot 10^{-5}$
№10	CdZnTe	«Гиредмет»	HPBM	$5 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-5}$
№3	CdTe	«Acrorad»	THM	$1,5 \cdot 10^{-3}$	$9 \cdot 10^{-5}$
№4	CdZnTe	« Redlen»	THM	$1,4 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-5}$
№5	CdZnTe	« Redlen»	THM	$1,7 \cdot 10^{-3}$	

На образцах детекторов измерялись при комнатной температуре вольт-амперные характеристики (ВАХ). Измеренные ВАХ некоторых образцов представлены на рисунке 4.26. Видно, что образец №1 самый низкоомный, а контакты, в первом приближении, можно считать омическими. Сопротивление образца в темноте минимально при первом измерении ВАХ и вырастает после термической активации глубоких центров при нагреве образца в процессе измерений спектров ТРСГУ (до температур 360-390К) в

4-5 раз. После засветки образца №2 белым светом его сопротивление уменьшилось примерно до исходного значения (см. рисунок 4.27).

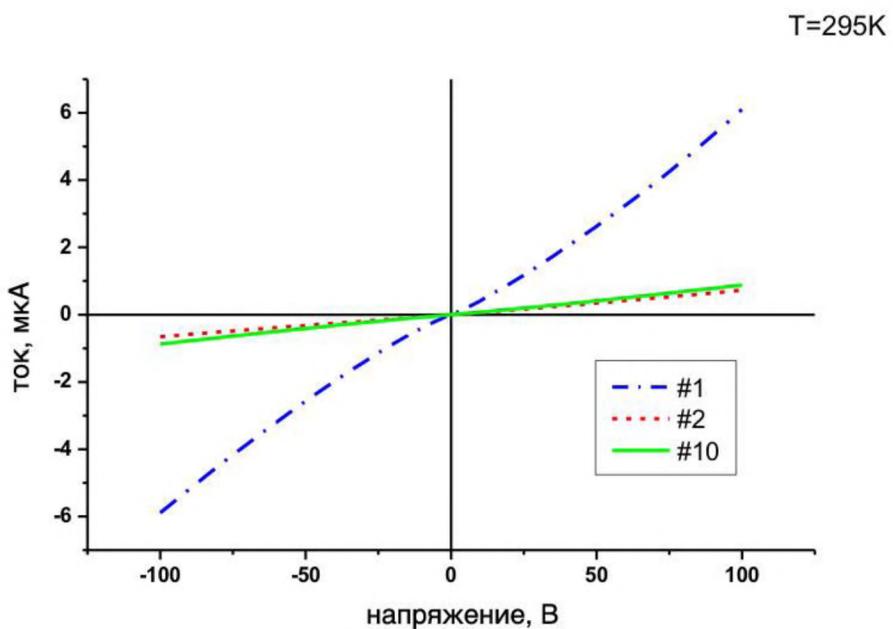


Рисунок 4.26. ВАХ при комнатной температуре

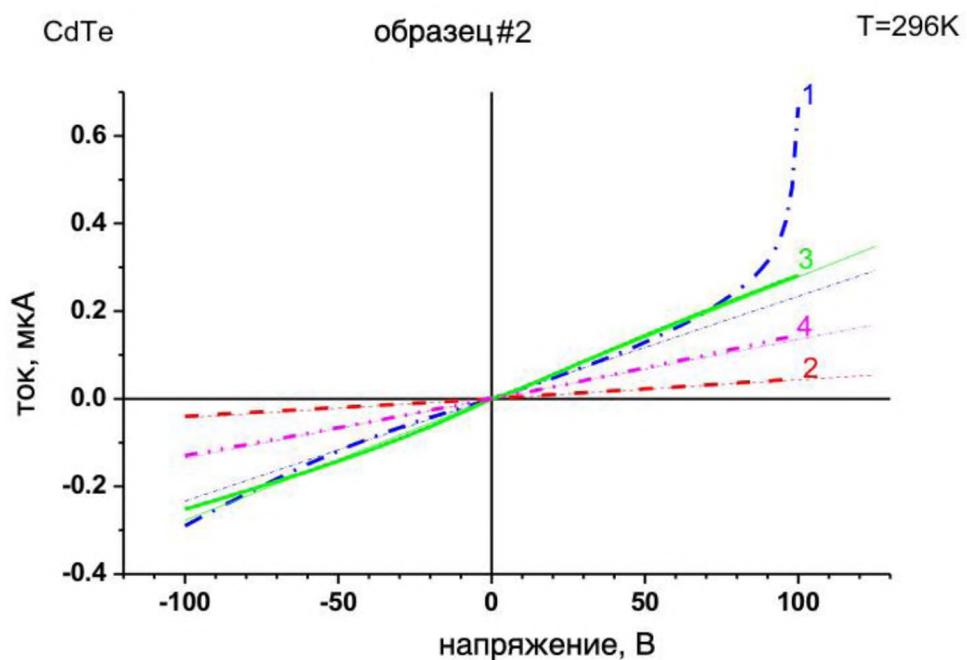


Рисунок 4.27. Влияние предыстории на ВАХ. 1 – первое измерение ВАХ; 2 – ВАХ после измерений спектров ТРСГУ; 3 – ВАХ после засветки образца светом 660 нм; 4 – ВАХ через 20 минут после засветки образца светом 660 нм

Измерение температурных зависимостей темновой проводимости

В процессе измерений выяснилось, что сопротивление образцов №2 и №10 меняется в процессе измерений (рисунки 4.28 и 4.29): сопротивление и энергия активации темновой проводимости растут после нагрева до температур 350-400 К.

На рисунке 4.30 приведены температурные зависимости для четырех образцов в состоянии после отжига до температур 380 К. Из рисунков 4.28 и 4.24 видно, что образцы №2 и №10 обладают очень близкими сопротивлениями и энергиями активации темновой проводимости, несмотря на то, что один из них изготовлен из CdTe, а другой из CdZnTe.

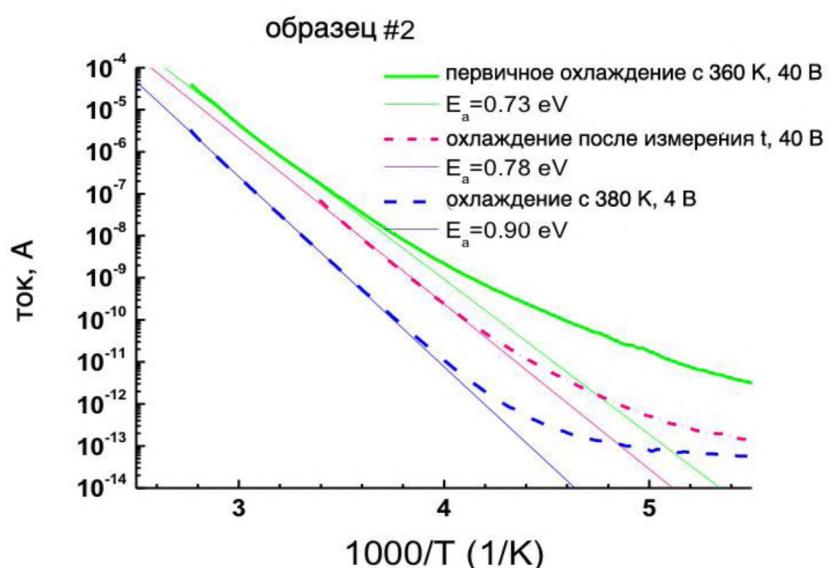


Рисунок 4.28. Влияние предыстории на температурные зависимости тока (образец № 2)

Температурные зависимости тока для образцов №1 и №3, изготовленных фирмой «Acrorad», существенно отличаются: в обоих образцах при низких температурах энергия активации проводимости равна 0.32-0.33 эВ, а при высоких температурах в образце №3 она равна 0.82 эВ. По-видимому, концентрация центров 0.32 эВ в образце №3 ниже, чем в образце №1. Отличается и поведение этих образцов при температурных циклах нагрева-охлаждения - их сопротивление изменилось гораздо меньше.

С другой стороны, зависимость тока от температуры в образце №3 не воспроизвелась: первое измерение при 40 В показало два наклона в зависимости $\lg(I)$ от $1000/T$ (0.33 эВ и 0.82 эВ), а в последующих измерениях (при напряжениях 4 В) обнаружен только один наклон, соответствующий энергии активации 0.81 эВ.

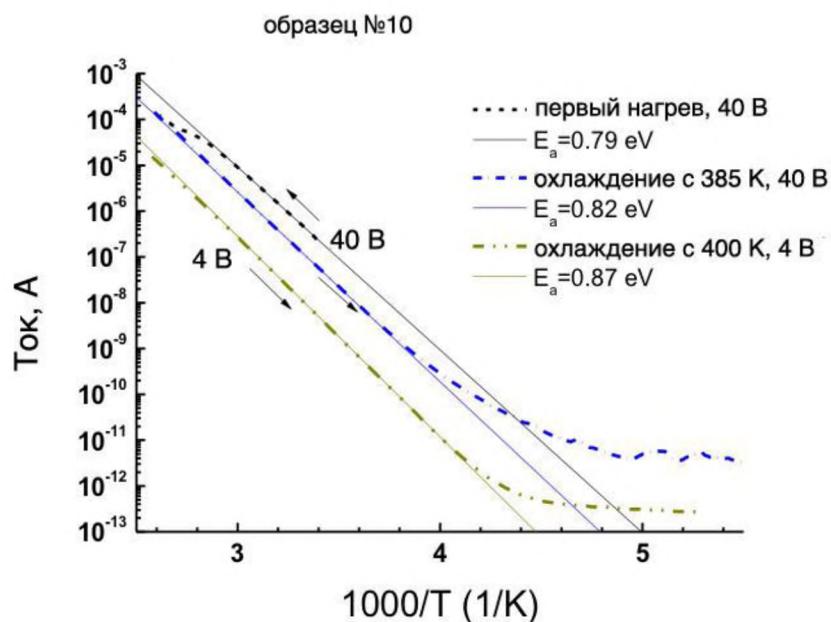


Рисунок 4.29. Влияние предыстории на температурные зависимости тока (образец №10)

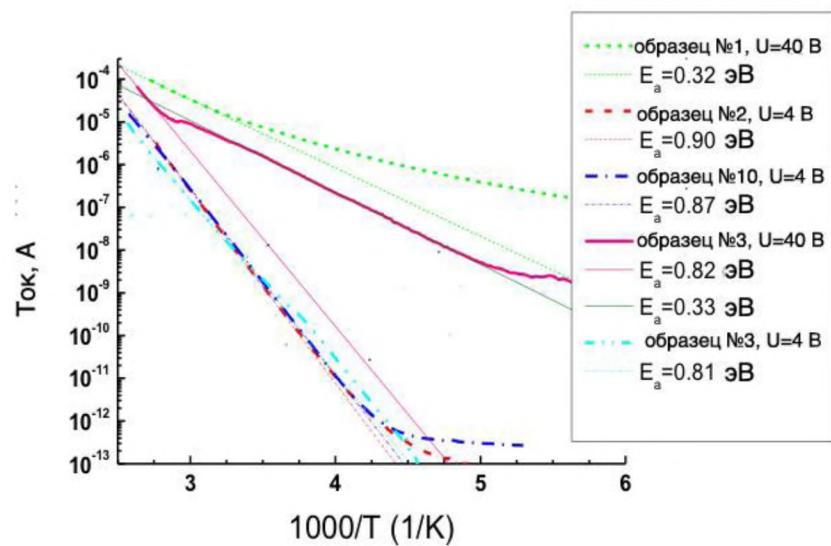


Рисунок 4.30. Температурные зависимости темнового тока

На рисунке 4.31 приведены температурные зависимости величины темнового тока для образца №5 CdZnTe («Redlen»).

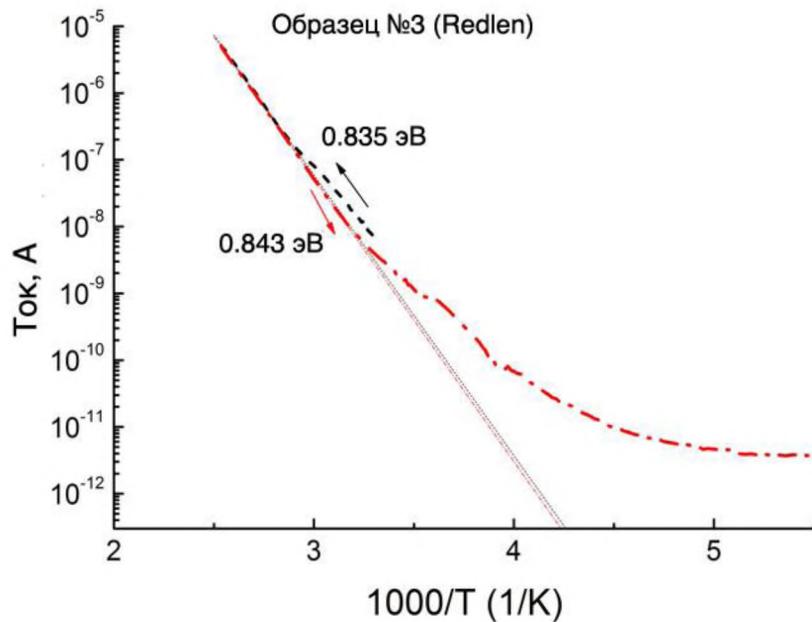


Рисунок 4.31. Температурная зависимость темнового тока образца №3

4.4.6. Измерение спектров ТРСГУ

На первом этапе проведенных измерений были определены оптимальные условия для измерения спектров. Оптимизировалась длина волны возбуждающего света и амплитуда постоянного смещения.

Во многих опубликованных работах для заполнения ловушек использовался свет Не-Не лазера или светодиодов 630-670 нм [52, 55]. Такой свет поглощается в узком поверхностном слое как в CdTe, так и в CdZnTe, а фототок еще достаточно велик, так что такой диапазон кажется разумным выбором. Однако в [53] высказывается точка зрения, что для определения типа ловушек нужно заполнять их светом с длиной волны не более 500 нм (в этой работе использовался свет 300-500 нм). С другой стороны, авторы [56] сравнивали спектры ТРСГУ CdZnTe, снятые при возбуждении светом 670 нм и 880 нм, и не заметили особых различий в результатах. Это неожиданный результат, поскольку свету с длиной волны 880 нм соответствует энергия фотонов 1.43 эВ, что меньше ширины запрещенной зоны CdTe (1.5 эВ), так

что области возбуждения в этих двух случаях очень разные, соответственно, разными должны были быть и спектры.

В большинстве работ измерения спектров ТРСГУ проводились при смещениях $\pm(0.8 \div 1.0)$ В (см., например, [53, 55]). При этом в [53] измерения проводились на барьерах Шоттки. Однако известно, что подача на барьер Шоттки смещения в пределах ± 1 В изменяет изгиб зон у барьера, меняя при этом заполнение ловушек. Соответственно, зависимость спектров ТРСГУ от смещения может быть вызвана изменением заполнения ловушек, а не изменением направления поля и соответствующим изменением типа носителей заряда, инжектируемых в объем полупроводника. В [56] измерения проводились при смещении на образце 30 В без какой-либо аргументации, объясняющей выбор.

На рисунке 4.32 представлены спектры ТРСГУ образца № 2, измеренные в разных режимах при положительном смещении на освещаемом электроде. Сравнение спектров, снятых с возбуждением 660 нм при смещениях +40 В и +4 В показывает, что форма спектра не идентична (одни пики лучше видны при малом смещении, но другие – при большом смещении). При большом смещении невозможно измерить спектра в высокотемпературной области. Это связано с большим темновым током и, как следствие, с ухудшением соотношения сигнал/шум при повышении напряжения на образце, что становится критичным при высоких температурах.

При смещении +4 В были измерены три спектра с возбуждением разными светодиодами: 660 нм, 470 нм и 365 нм. Амплитуда сигнала в целом коррелирует с величиной фототока, но и здесь разные пики лучше всего проявляются в разных условиях. Например, пик при температуре около 100 К лучше всего виден при заполнении ловушек светом 470 нм, а пик при температуре около 270 К лучше разрешается при свете 365 нм. Причины этого неясны и требуют дополнительного изучения.

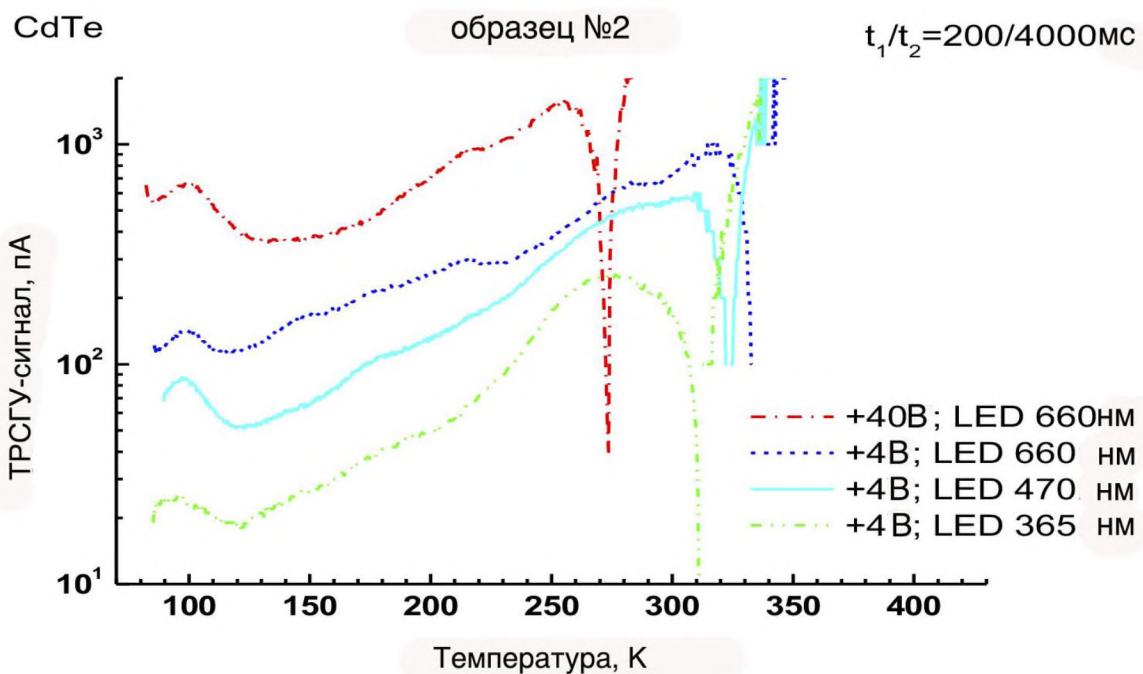


Рисунок 4.32. Спектры ТРСГУ образца № 2, измеренные при положительном смещении в разных условиях

Спектры ТРСГУ образца № 1 представлены на рисунке 4.33. При отрицательном смещении на верхнем электроде сигнал растет в сторону низких температур, что, по-видимому, является проявлением какой-то мелкой электронной ловушки, но полностью прописать пик не удается. Спектры измерялись при смещении 10 В, а не 4 В, чтобы среднее внешнее поле в образце было примерно одинаковым (этот образец в 2.5 раза толще остальных). При высоких температурах сильно растет темновой ток, что делает невозможным анализ спектров в этой области температур. Энергии активации и сечения захвата для этого образца приведены в таблице 4.13.

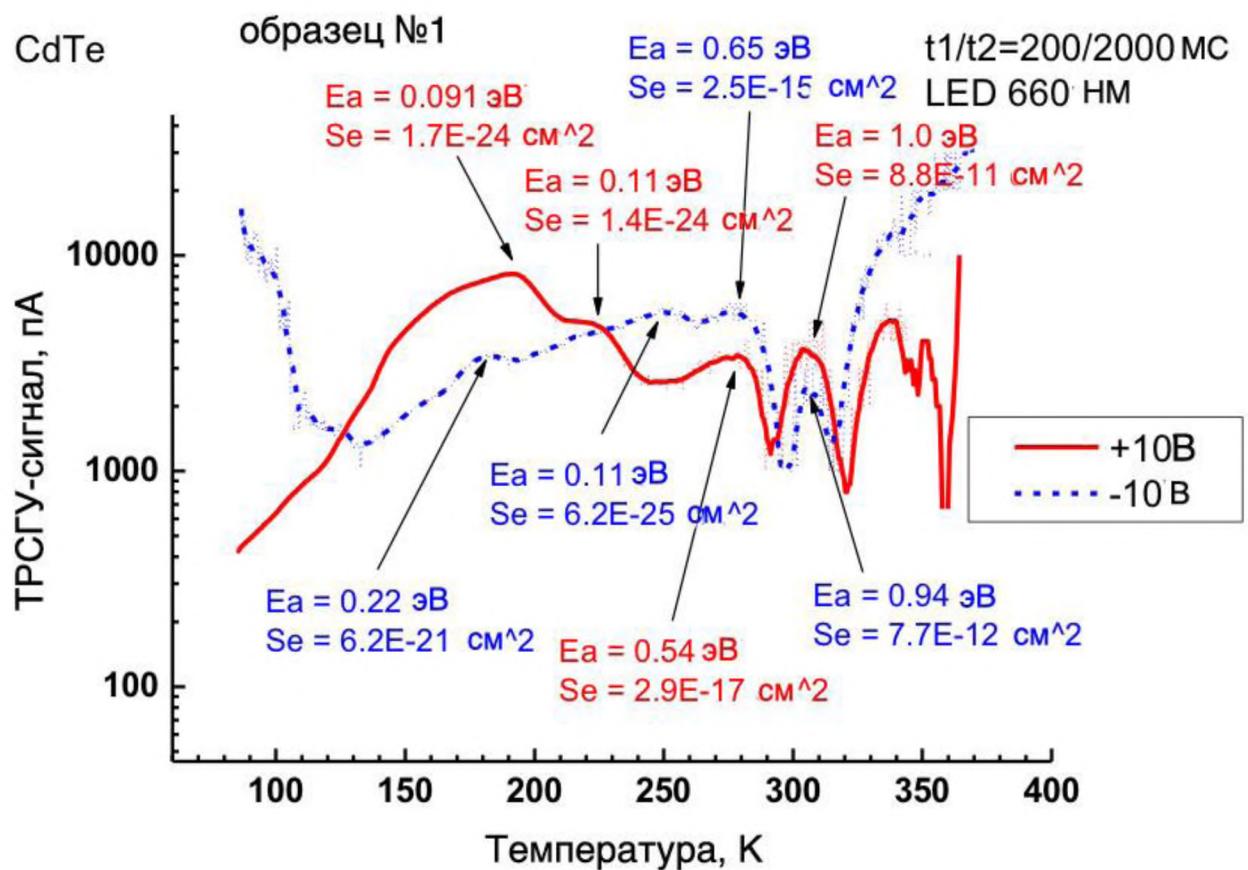


Рисунок 4.33. Спектры ТРСГУ образца №1

Таблица 4.13. Ловушки, обнаруженные в образце № 1

Полярность	Условное обозначение пика	Энергия активации, эВ	Сечение захвата, см ²	Тип (e- электронная ловушка, h – дырочная)
+	A	0.091	$1.7 \cdot 10^{-24}$	h
+	B	0.11	$1.4 \cdot 10^{-24}$	h
+	C	0.54	$2.9 \cdot 10^{-17}$?
+	D	1.0	$8.8 \cdot 10^{-11}$?
-	E	0.22	$6.2 \cdot 10^{-21}$	e
-	F	0.11	$6.2 \cdot 10^{-25}$	e
-	C'	0.65	$2.5 \cdot 10^{-15}$?
-	D'	0.94	$7.7 \cdot 10^{-12}$?

На рисунке 4.34 представлены спектры ТРСГУ для образца № 10 (CdZnTe), снятые при смещении ± 10 В при возбуждении светом 660 нм. Как видно на этом рисунке, практически одинаковые пики наблюдаются при обеих полярностях. Непонятно, которые ловушки следует отнести к

ловушкам для дырок, а которые – к ловушкам для электронов. Измерения были повторены при тех же смещениях, но при возбуждении коротковолновым светом 365 нм. При возбуждении светом 365 нм спектры ТРСГУ этого образца не зависят от знака смещения. Возможно, это вызвано сильной неоднородностью образца вблизи освещаемого электрода. Внешнее поле 40 В/см очень мало, и если в образце есть флюктуации потенциала, вызванные неоднородностью по составу или по концентрации дефектов (или примеси), то внутренние поля могут быть гораздо выше поля внешнего, тогда направление движения носителей будет определяться не внешним полем, а внутренним полем, то есть спектр будет одинаковым при обеих полярностях, при этом в спектре будут видны как электронные ловушки, так и дырочные.

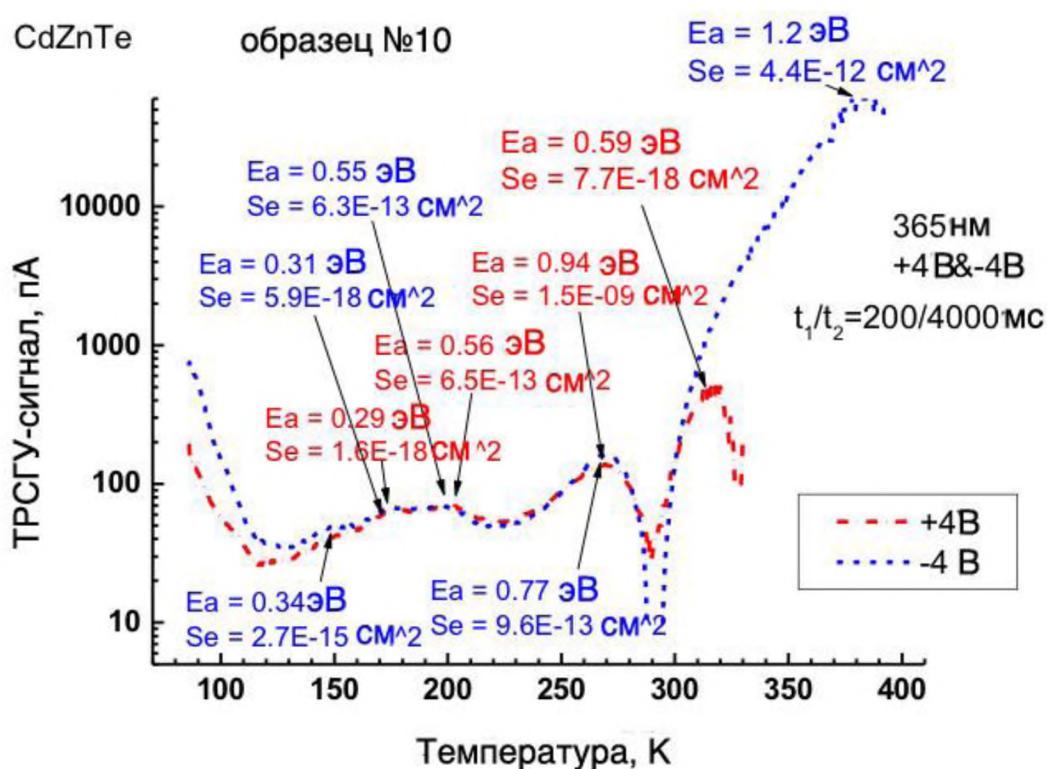


Рисунок 4.34. Спектры ТРСГУ образца № 10, снятые при возбуждении УФ светом

Энергии активации и сечения захвата ловушек в образце № 10 приведены в таблице 4.14.

Таблица 4.14. Ловушки, обнаруженные в образце № 10

Полярность	Условное обозначение пика	Энергия активации, эВ	Сечение захвата, см ²	Тип (e- электронная ловушка, h – дырочная)
+, -	G	0.29	$1.6 \cdot 10^{-18}$?
+, -	H	0.56	$6.5 \cdot 10^{-13}$?
+, -	I	0.94	$1.5 \cdot 10^{-9}$?
+,	C''	0.59	$7.7 \cdot 10^{-18}$	h
-	J	0.34	$2.7 \cdot 10^{-15}$?

На рисунке 4.35 представлены спектры ТРСГУ для образца № 2. При положительном смещении на освещаемом электроде видно 5 пиков, при отрицательном – 4 пика.

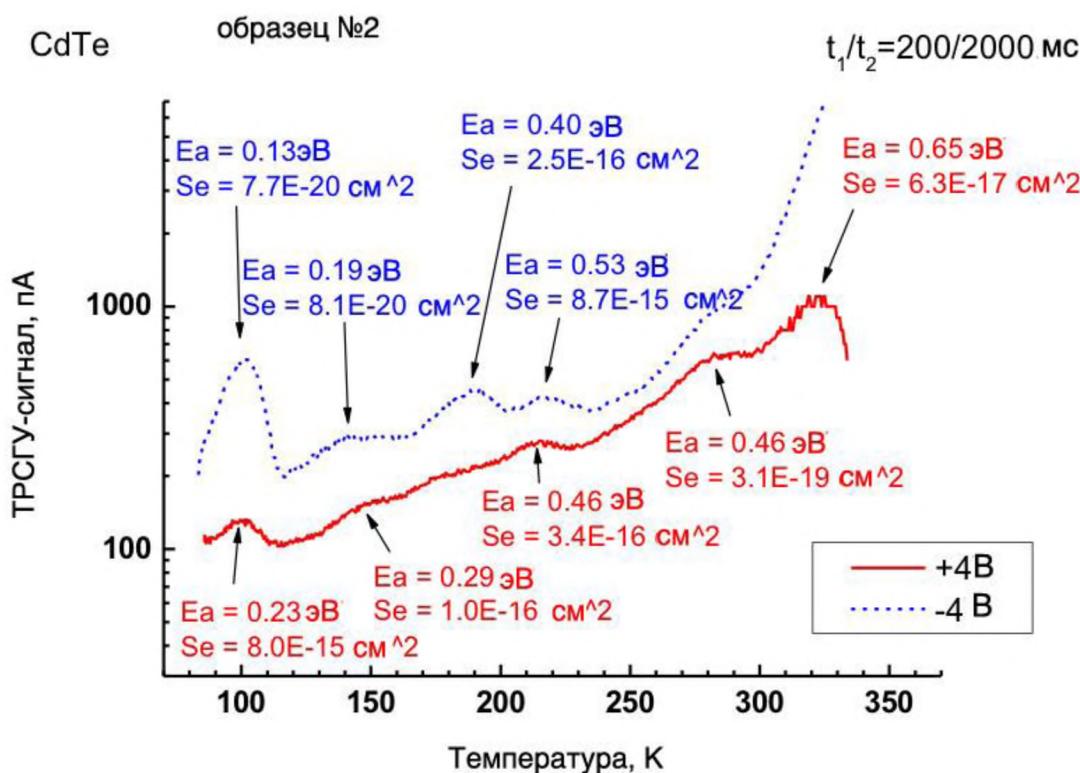


Рисунок 4.35. Спектры ТРСГУ образца № 2

Параметры ловушек, обнаруженных в образце № 2, приведены в таблице 4.15.

Таблица 4.15. Ловушки, обнаруженные в образце № 2

Полярность	Условное обозначение пика	Энергия активации, эВ	Сечение захвата, см ²	Тип (e-электронная ловушка, h – дырочная)
+		0.23	$8.0 \cdot 10^{-15}$	h
+		0.29	$1.0 \cdot 10^{-16}$	e?
+, -		0.46-0.53	$3 \cdot 10^{-16} - 9 \cdot 10^{-15}$	e?
+		0.46	$3.1 \cdot 10^{-19}$?
+		0.65	$6.3 \cdot 10^{-17}$	h
-		0.13	$7.7 \cdot 10^{-20}$	e
-		0.19	$8.1 \cdot 10^{-20}$	e?
-		0.40	$2.5 \cdot 10^{-16}$	e

На рисунке 4.36 представлены спектры ТРСГУ образца № 3.

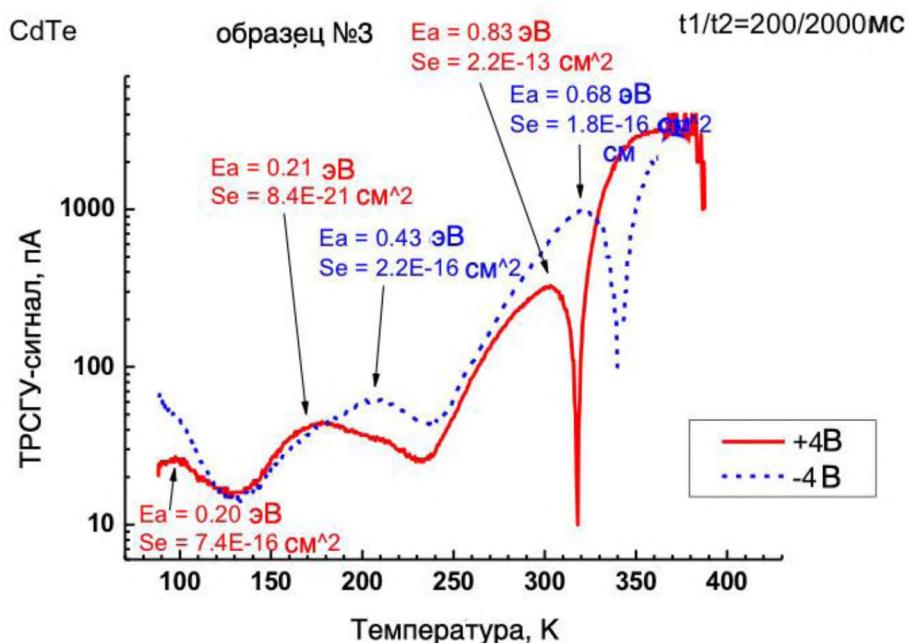


Рисунок 4.36. Спектры ТРСГУ образца № 3

Из рисунка видно, что три пика разрешаются при положительном смещении на верхнем электроде и 2 – при отрицательном смещении. При температуре около 100 К в спектре видно плечо, по-видимому, это такая же ловушка, как и в спектре образца № 2. Значения энергий активации и сечений захвата обнаруженных в этом образце ловушек приведены в таблице 4.16.

Таблица 4.16. Ловушки, обнаруженные в образце № 3

Полярность	Условное обозначение пика	Энергия активации, эВ	Сечение захвата, см ²	Тип (e- электронная ловушка, h – дырочная)
+		0.20	$7.4 \cdot 10^{-16}$	h
+		0.21	$8.4 \cdot 10^{-21}$	h?
+		0.83	$2.2 \cdot 10^{-13}$	h
-		0.43	$2.2 \cdot 10^{-16}$	e
-		0.68	$1.6 \cdot 10^{-18}$?

На рисунке 4.37 представлен спектры ТРСГУ для образца № 10 (CdZnTe), снятые при смещении ± 4 В при возбуждении светом 660 нм. Как видно на этом рисунке, практически одинаковые пики наблюдаются при обеих полярностях.

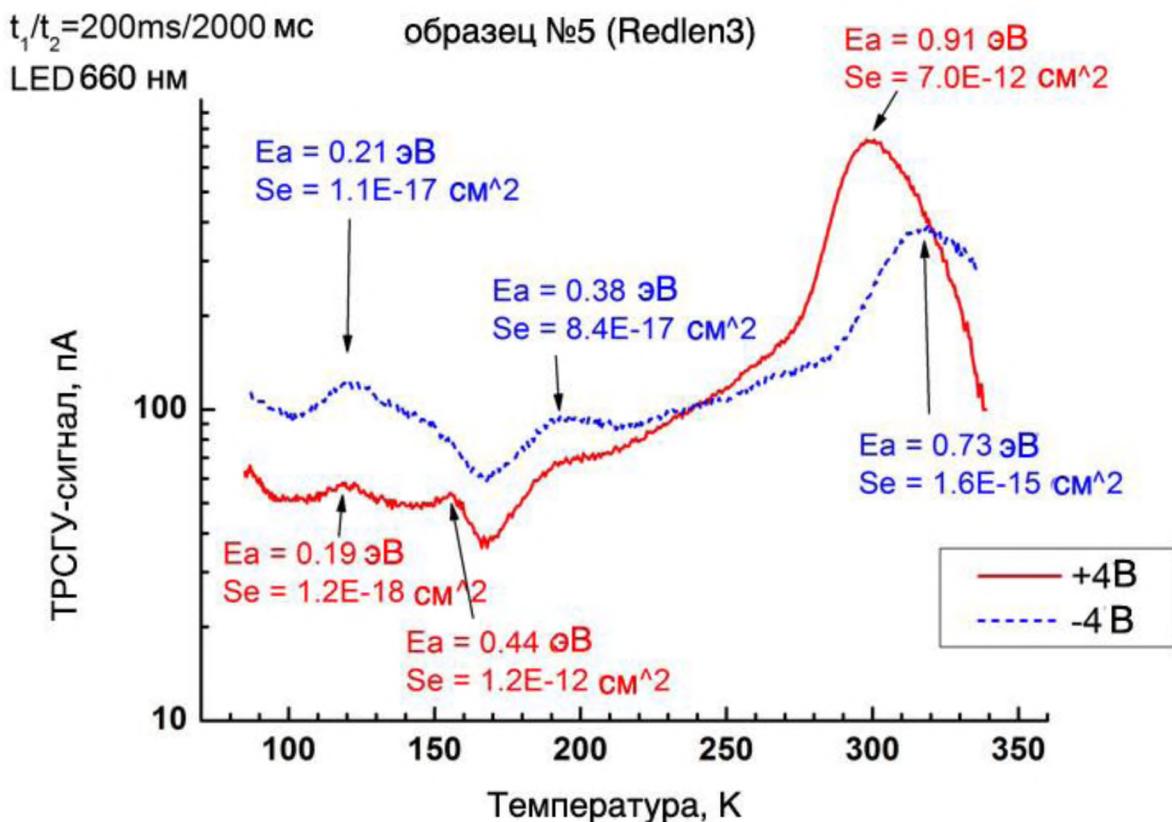


Рисунок 4.37. Спектры ТРСГУ образца № 5 (Redlen)

4.4.7. Исследование корреляции наличия глубоких центров с транспортными характеристиками носителей заряда

Для того чтобы сделать полный анализ полученных результатов на исследованных образцах и установить роль тех или иных уровней и их влияние на детекторные характеристики, необходимо прежде всего провести идентификацию ловушек и установить их природу. Необходимо заметить, что многими исследователями были проведены и проводятся множество экспериментов по измерениям дефектной структуры в детекторах CdTe и CdZnTe, тем не менее, окончательной схемы нет, и часто одни те же уровни получают различную интерпретацию. Можно сделать несколько выводов и предположений.

Одним из основных требований к полупроводниковому детектору ядерного излучения является его высокое удельное сопротивление. Как известно, для создания полуизолирующих детекторов CdTe и CdZnTe используются технологии компенсации донорных и акцепторных примесей с участием глубоких, как правило, акцепторных уровней, таких как катионная вакансия V_{Cd} и антиструктурный дефект Te_{Cd} . В схеме самокомпенсации принимают участие также так называемый А-центр – комплекс, состоящий из двухкратнозаряженного акцепторного центра V_{Cd}^{2-} и мелкозалегающей донорной примеси (Cl, In): $\{Cl^+V_{Cd}^{2-}\}$. Энергия термической активации центра составляет 0.12-0.15 эВ относительно потолка валентной зоны. Практически на всех измеренных образцах пики, соответствующие захвату дырок на А-центры, не выявлены, возможно из-за затруднений, возникающих при измерении спектров ТРСГУ на более низких температурах 80-100К.

Из результатов измерений температурных зависимостей проводимости следует, что энергия активации проводимости исследованных образцов находится в диапазоне 0.78-0.9 эВ. Это свидетельствует об участии в процессе компенсации глубоких уровней, закрепляющих уровень Ферми в середине запрещенной зоны. Учитывая некоторое изменение энергии активации уровней на образцах «Гиредмет» после термических воздействий,

можно предположить, что они связаны со структурными дефектами. Высокая проводимость образца № 1 свидетельствует о нарушении условий оптимальной компенсации дефектов при выращивании материала или при последующих термических обработках. Ход температурной зависимости проводимости образца указывает на наличие определяющей ловушки с энергией 0.32-0.33 эВ, по-видимому, связанной с антиструктурным дефектом Te_{Cd} [56].

Обработка спектров ТРСГУ также показала наличие ловушек с энергией E_{v+} (0.19-0.23) эВ на всех измеренных образцах CdTe и CdZnTe. По-видимому, эти дырочные центры связаны с комплексами с участием катионных вакансий.

Как известно, одним из основных центров захвата дырок, является кадмиевая вакансия. Учитывая, что он может находиться как в одиночном состоянии, так и в составе донорно-акцепторных комплексов в нескольких зарядовых состояниях, его идентификация и определение ловушечных параметров вызывает трудности. Соответственно в литературе нельзя найти однозначной интерпретации результатов измерений. Анализ измерений на образцах CdTe и CdZnTe позволяет соотнести ловушку с энергией E_{v+} (0.44-0.46) эВ с сечением захвата $10^{-12} - 10^{-14} \text{ см}^2$ с катионной вакансией в составе заряженного комплекса (наблюдается на образце № 2 «Гиредмет» и № 5 «Redlen»). В тоже время, одиночная катионная вакансия $\text{V}_{\text{Cd}}^{2-}$ (энергия залегания может предположительно находиться в диапазоне E_{v+} (0.65-0.83) эВ) наблюдается не во всех образцах, в том числе по причине того, что она может находиться в другой форме – в составе комплексов.

Дырочный центр со следующими параметрами-энергия E_{v+} (0.91-0.94) эВ и сечение захвата $10^{-9} - 10^{-11} \text{ см}^2$ трудно интерпретировать. Он наблюдается во всех измеренных CdZnTe образцах и нескомпенсированном образце № 1. Возможно, он определяет большие дырочные потери в детекторах. По крайней мере, этот центр с большим сечением захвата наблюдается на образцах с плохими дырочными транспортными параметрами.

Для определения и интерпретации электронных ловушек необходимы дополнительные исследования. В худшем образце по электронным транспортным характеристикам № 10 хорошо выделяется пик со следующими параметрами ловушек: энергия E_c – 0.77 эВ и сечение захвата 10^{-12} см² и его можно соотнести с неидентифицированным центром Н₁ (по классификации [56]).

4.4.8 Транспортные характеристики детектирующих структур CdTe, CdZnTe

Транспортные характеристики измерялись на планарных CdTe и CdZnTe детектирующих структурах, изготовленных из материала основных отечественных и зарубежных производителей: ОАО «Гиредмет» (Россия); «Acrorad» (Япония); «Redlen TechnologiesInc» (Канада) и «eVProducts» (США). Детектирующие структуры изготавливались в соответствии с описанной в главе 3 технологией подготовки детектирующих структур. При этом использовались либо готовые заготовки исходного материала («Acrorad» (Япония) и «Redlen TechnologiesInc» (Канада)), либо вырезались параллелепипеды из слитков, выращенных в ОАО "Гиредмет" и на фирме «eV Products» с использованием станка струнной резки.

Измерения проводились в вакуумной камере, при температуре 19-21°C. При необходимости, на полученных образцах осуществлялась дополнительная шлифовка, полировка и химическая обработка. На всех образцах, кроме CdTe детекторов фирмы «Acrorad», контакты изготавливались химическим осаждением золота из золотохлористоводородной кислоты. На образцах CdTe фирмы «Acrorad» использовались платиновые электроды.

На подготовленных образцах измерялись амплитудные спектры альфа-частиц от источника ²³⁹Pu при разных напряжениях согласно разработанной методике выполнения измерений. На рисунке 4.38 показаны спектры, полученные при регистрации альфа-излучения источника ²³⁹Pu на CdZnTe детекторе № 663003 («Redlen») при напряжениях 10 В, 20 В, 30 В, 50 В и 200 В.

Толщина образца составляла 2,46 мм. Облучение осуществлялось со стороны катода. Лучшее энергетическое разрешение по линии 5157 кэВ составило 1,57%.

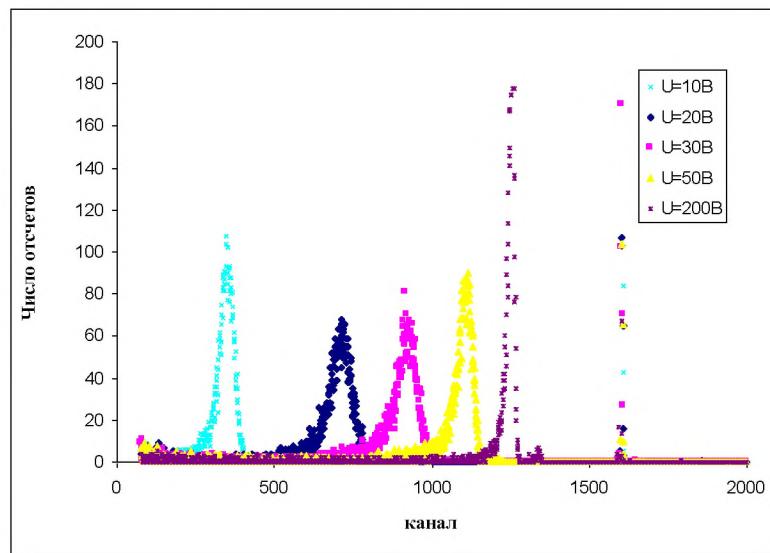


Рисунок 4.38. Амплитудные спектры альфа-частиц от источника ^{239}Pu , измеренные на образце CdZnTe (№ 663003 «Redlen») при напряжении 10 В-200 В

Спектры, полученные при сборе дырочного заряда на том же образце, показаны на рисунке 4.39. Измерения проводилось при напряжении 80 В - 250 В усиления и при времени формирования 4 мкс.

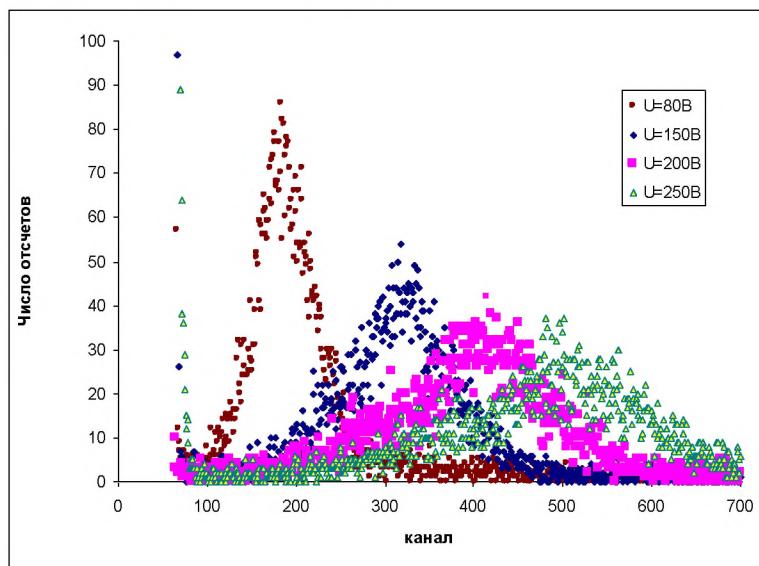


Рисунок 4.39. Энергетические спектры альфа-частиц от источника ^{239}Pu , измеренные на образце CdZnTe (№ 663003 «Redlen») при напряжениях 80 В - 250 В. Дырочный сбор. Время формирования 4 мкс.

На рисунке 4.40 показаны энергетические спектры, полученные на образце № 15480 толщиной 2,94 мм от фирмы «eV Products». Энергетическое разрешение по линии 5157 кэВ составило 2,1 %.

На рисунке 4.41 показаны спектры, полученные при регистрации альфа-излучения источника ^{239}Pu на образце CdZnTe № 19785 «Redlen» размером $10 \times 10 \times 5$ мм при напряжениях 20 В; 60 В, 150 В и 360 В.

Расчет величин переноса заряда μt для электронов на детекторах CdZnTe, произведенных фирмами «Redlen» и «eV», показали, что они находятся в пределах $(3\text{-}4) \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{В}$. Данные значения μt , а также хорошее энергетическое разрешение по альфа-излучению, свидетельствуют о достаточно высоком уровне качества и однородности материала.

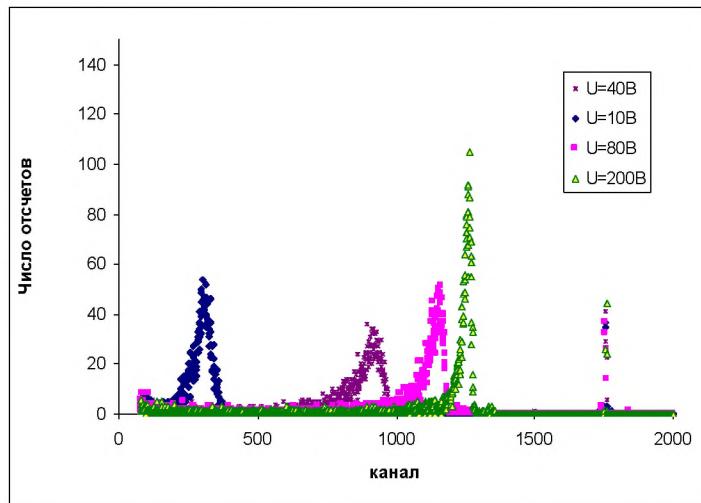


Рисунок 4.40. Амплитудные спектры альфа-частиц от источника ^{239}Pu , измеренные на образце CdZnTe (№ 15480 от фирмы «eV») при напряжениях 10 В - 200 В

Транспортные характеристики на детекторах, изготовленных из отечественного материала CdZnTe производства ОАО «Гиредмет», находятся в диапазоне, не превышающем $(0,5\text{-}1,0) \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{В}$. По этому показателю CdTe и CdZnTe, выращенный в ОАО «Гиредмет», уступает лучшим зарубежным фирмам. Данные параметры позволяют использовать такой материал для производства детекторов работающих в токовом и радиометрическом режиме, которые можно применять в аппаратуре контроля

технологических точек АЭС и диагностики физических процессов ядерно-энергетических установок.

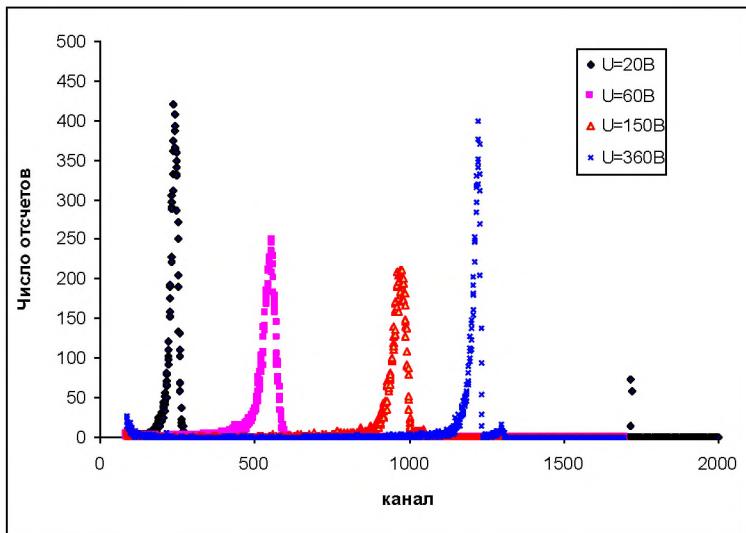


Рисунок 4.41. Амплитудные спектры альфа-частиц от источника ^{239}Pu , измеренные на образце CdZnTe (№ 19785 «Redlen») при напряжениях
20 В - 360 В

На одном образце был зафиксирована величина $\mu\tau$ для электронов, равная $1,03 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{В}$, что свидетельствует о прогрессе, достигнутом при выращивании материала в последнее время. Необходимо также отметить, что детекторы, изготавливаемые в настоящее время из материала ОАО «Гиредмет», достаточно тонкие. Удельное сопротивление детекторов почти на 1,5-2 порядка уступает лучшим мировым результатам. Типичные спектры амплитудного распределения импульсов от альфа-частиц источника ^{239}Pu , измеренные на образце CdZnTe ОАО «Гиредмет» при разных напряжениях, показаны на рисунке 4.42. Энергетическое разрешение по линии 5157 кэВ составило 2,4 %.

Результаты по измерению транспортных характеристик приведены в таблице 4.17. В таблице также указаны удельное сопротивление и геометрические размеры образцов.

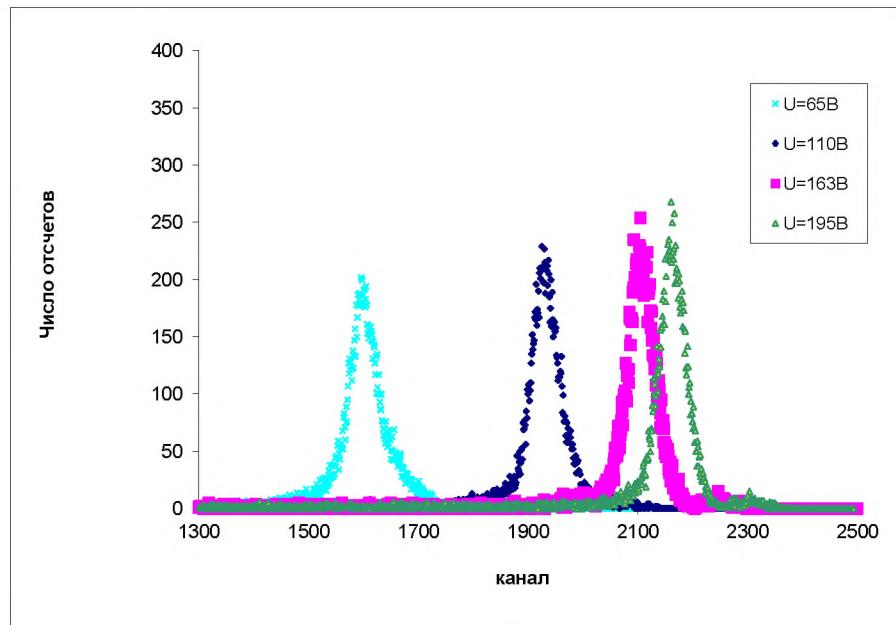


Рисунок 4.42. Амплитудные спектры альфа-частиц от источника ^{239}Pu , измеренные на образце CdZnTe (№ 7-16 ОАО «Гиредмет») при напряжениях 65 В – 195 В

Таблица 4.17. Характеристики CdZnTe различных производителей

№	Номер образца	Производитель	Размер, мм × мм	Толщина, мм	Уд.сопротивление ρ, Ом·см	$(\mu\tau)_e$ см ² /В	$(\mu\tau)_p$ см ² /В
1	15480	«eVProducts» (США)	4,65×4,5	2,94	$7,2 \cdot 10^{10}$	$3,9 \cdot 10^{-3}$	$2,0 \cdot 10^{-5}$
3	663003	ОАО «Гиредмет»	4,8×4,8	2,46	$8 \cdot 10^{10}$	$3,58 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-5}$
4	19785		10×10	5,0	$6 \cdot 10^{10}$	$3,06 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-5}$
6	4-16		4,9×4,9	2,01	$3,6 \cdot 10^8$	$4,68 \cdot 10^{-4}$	$7,4 \cdot 10^{-5}$
7	7-16		4,9×4,9	1,94	$5,3 \cdot 10^8$	$6,56 \cdot 10^{-4}$	$7,1 \cdot 10^{-5}$
8	10-16		4,9×4,9	1,89	$5,6 \cdot 10^8$	$5,810^{-4}$	$6,0 \cdot 10^{-5}$
7	4-13		4,2×4,2	1,27	$7,1 \cdot 10^8$	$6,28 \cdot 10^{-4}$	$5,5 \cdot 10^{-5}$
8	8-13		4,3×4,3	1,25	$5,3 \cdot 10^8$	$7,21 \cdot 10^{-4}$	$7,5 \cdot 10^{-5}$
9	12-13		4,2×4,2	1,2	$5,9 \cdot 10^8$	$8,15 \cdot 10^{-4}$	$4,3 \cdot 10^{-5}$
10	13-13		4,3×4,3	1,2	$7,3 \cdot 10^8$	$6,88 \cdot 10^{-4}$	$4,5 \cdot 10^{-5}$
13	14-13		4,2×4,2	1,1	$1,2 \cdot 10^9$	$1,03 \cdot 10^{-3}$	$7,2 \cdot 10^{-5}$

С целью численного определения влияния величины постоянной времени формирования спектрометрического тракта на значение $\mu\tau$ для дырок, на образце № 4-16 измерения транспортных характеристик проводились при разных временах формирования в диапазоне от 1 до 10 мкс. Из зависимости, приведённой на рисунке 4.43, видно, что измеренное

значение μt существенным образом зависит от времени формирования спектрометрического усилителя, что подтверждает важность выбора времени формирования в соответствии с соотношением (2.1).

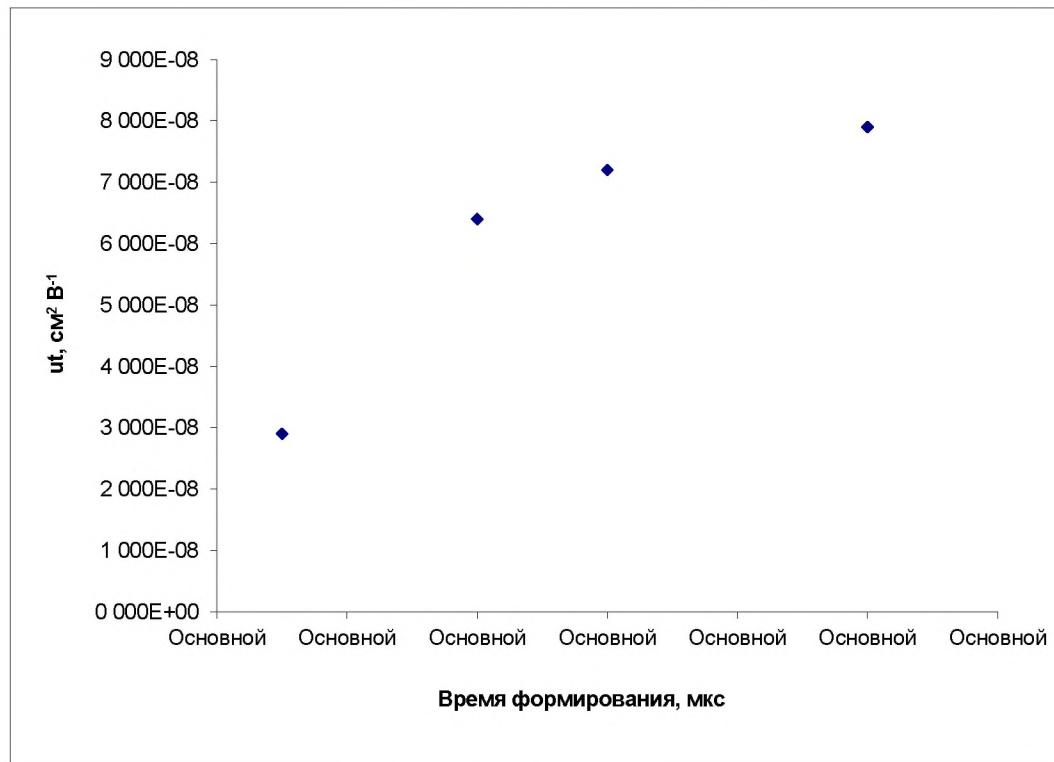


Рисунок 4.43. Зависимость расчетных величин μt для дырок от выбора времени формирования тракта

Для определения подвижности носителей заряда измерялись (при сборе электронов и дырок) соответствующие времена нарастания t_n выходного сигнала с предусилителем и строилась зависимость величины t_n от обратного напряжения $1/U$ (рисунок 4.45). Типичная осциллограмма фронта нарастания выходного импульса на детекторе 14-13 приведена на рисунке 4.44.

Подвижность μ определялась из соотношения:

$$\mu = \frac{h^2}{0,8k}, \quad (4.8)$$

где k - наклон прямой из рисунка 4.45.

Подвижности носителей на образцах CdZnTe, изготовленных в ОАО «Гиредмет», составили примерно $803 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ для электронов и $92 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ для дырок. На исследованных CdTe детекторах, изготовленных из материала

фирмы «Redlen», подвижности составили $960 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ и $88 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ для электронов и дырок, соответственно.

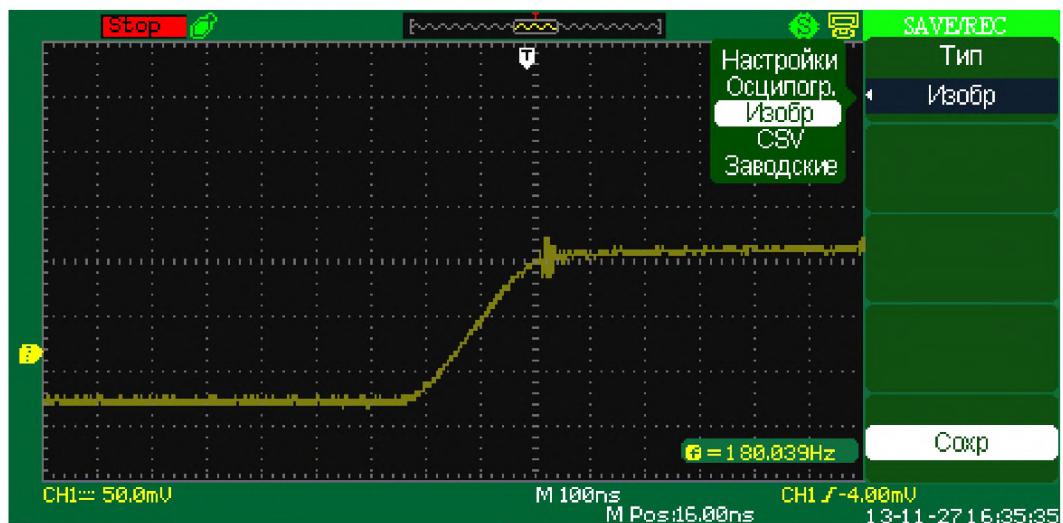


Рисунок 4.44. Осциллограмма фронта нарастания выходного импульса с предусилителя на детекторе 14-13

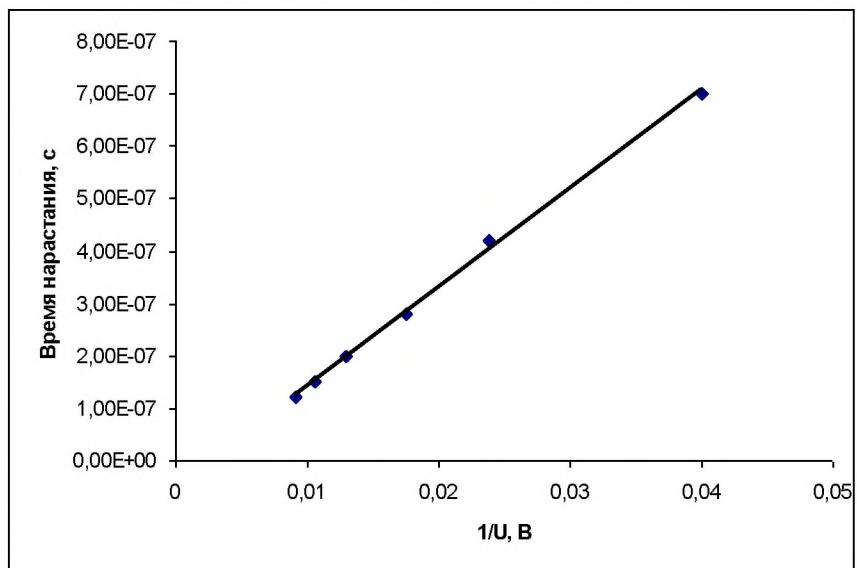


Рисунок 4.45. Зависимость времени нарастания выходного импульса с предусилителя от обратного напряжения на детекторе 14-13

Результаты измерения транспортных характеристик CdTe производства фирмы «Acrorad» представлены в таблице 4.18. В таблице также указаны удельное сопротивление и геометрические размеры образцов. Амплитудные спектры альфа-частиц от источника ^{239}Pu , измеренные на образце CdTe (№ 0903-1302-35) при разных напряжениях, показаны на рисунке 4.46.

Измерение подвижности электронов показало, что эта величина на образцах CdTe «Acrorad» составила $1060 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$.

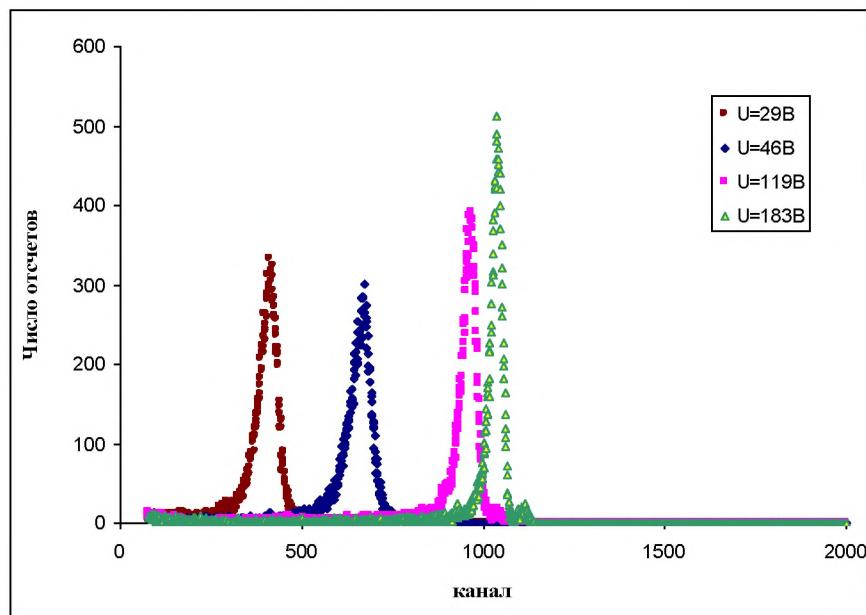


Рисунок 4.46. Амплитудные спектры альфа-частиц от источника ^{239}Pu , измеренные на образце CdTe «Acrorad» при напряжениях 29 В – 183 В

Таблица 4.18. Характеристики CdTe фирмы «Acrorad»

	Номер образца	Размер, мм × мм	Толщина, мм	Уд.сопроти- вление ρ , $\text{Ом}\cdot\text{см}$	$(\mu\tau)_e$ $\text{см}^2/\text{В}$	$(\mu\tau)_p$ $\text{см}^2/\text{В}$
1	0903-1302-35	5×10	3,0	$2,6\cdot 10^9$	$1,78\cdot 10^{-3}$	$1,2\cdot 10^{-4}$
2	0903-1302-36	5×10	3,0	$2,5\cdot 10^9$	$1,8\cdot 10^{-3}$	$1,1\cdot 10^{-4}$
3	0903-1302-37	5×10	3,0	$2,4\cdot 10^9$	$2,2\cdot 10^{-3}$	$9,2\cdot 10^{-5}$
4	0903-1302-38	5×10	3,0	$2,3\cdot 10^9$	$1,77\cdot 10^{-3}$	$1,5\cdot 10^{-4}$
5	0903-1302-39	5×10	3,0	$2,5\cdot 10^9$	$1,9\cdot 10^{-3}$	$1,2\cdot 10^{-4}$
6	0903-1302-40	5×10	3,0	$2,3\cdot 10^9$	$2,1\cdot 10^{-3}$	$1,2\cdot 10^{-4}$

4.4.9.Характеристики МПМ и p-i-n-детектирующих структур

На изготовленных образцах детекторов проведены радиометрические измерения напряжения регистрации фотопика от радионуклида ^{137}Cs . Результаты измерений приведены в таблице 4.19.

Из приведенных данных видно, что р-i-n-структуры имеют существенно меньший ток чем МПМ структуры, что позволяет получить на их основе детекторы с более высоким энергетическим разрешением.

На рисунке 4.47 приведены спектры р-i-n-детектора.

На этапе отбора материала для изготовления экспериментальных образцов детекторов проведены измерения характеристик для расчета произведения подвижности на время жизни. Результаты приведены в таблицах 4.20 – 4.21.

Таблица 4.19. Результаты измерения напряжения регистрации фотопика от ^{137}Cs

Номер образца	Номер детектора/тип	Темновой ток, нА	Напряжение смещения, В
КТ 10-49 № 5-11	01 МПМ	30	210
КЦТС 10-41 №8	02 МПМ	80	300
КТ 09-11 №6	03 МПМ	92	350
19728/2 CdZnTe	04 МПМ	30	480
0903-1302-41	05 МПМ	42	50
0903-1302-33	06 р-i-n	0.4	700
0903-1302-34	07 р-i-n	0.8	600
19728/1 CdZnTe	08 р-i-n	0.6	700
19785 CdZnTe	09 р-i-n	0.9	700
0903-1302-49/50	10 р-i-n	0.6	800

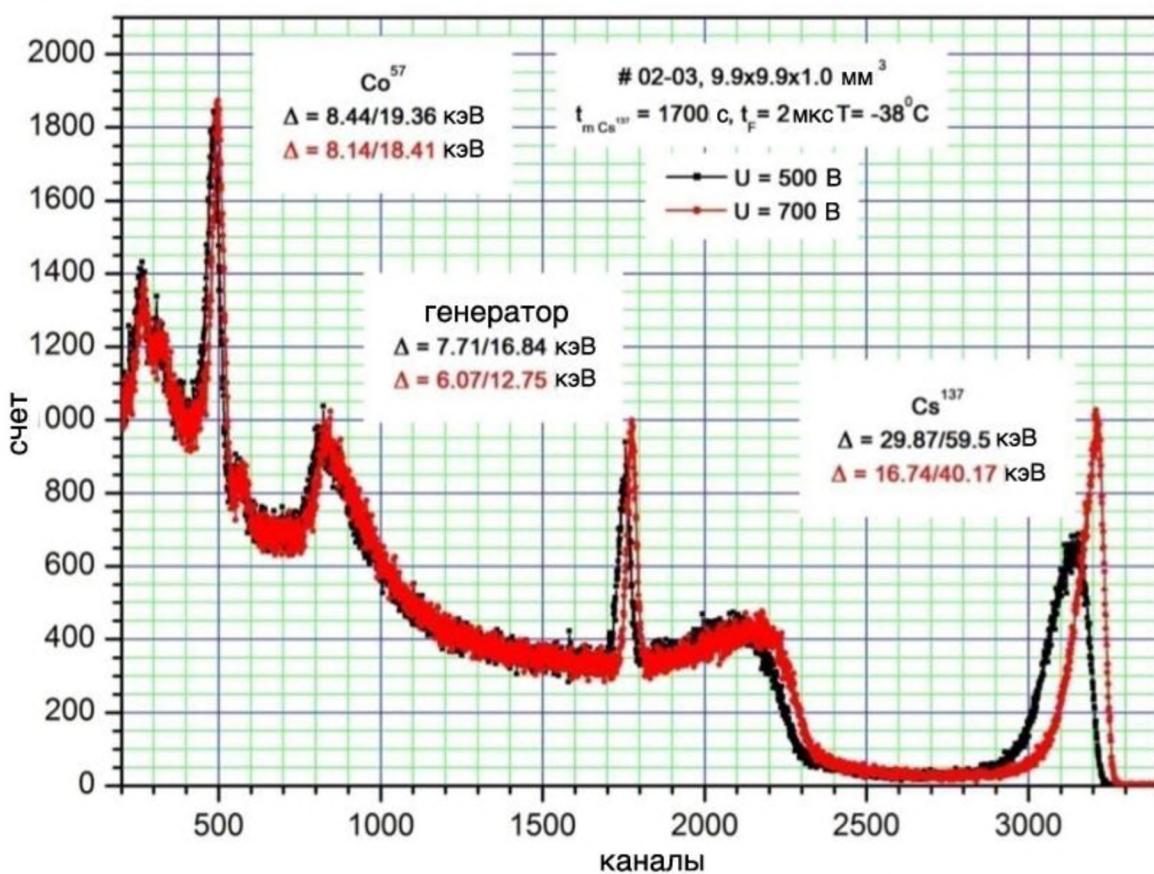
Таблица 4.20. Темновой ток при положительном и отрицательном смещении детектора CdZnTe «Redlen»

U, V	10	20	50	100
I ₊ , нА	0.12	0.32	0.86	1.72
I ₋ , нА	0.12	0.29	0.79	1.62

Таблица 4.21. Положение центроид пиков при положительном и отрицательном смещении детектора CdZnTe «Redlen»

U, V	Δ_1	Δ_3	$\Delta_{\text{среднее}}$
- 39	1696,2	2010,07	1842,7
- 58,5	1872,88	2184,48	2034,44
- 78	1943,9	2258,5	2114,03
- 117	2012,1	2319,1	2177,04
- 156	2033,7	2341,38	2196,27
- 234	2044,04	2350,42	2209,28

Примечание: Δ_1 , Δ_3 – положение центроиды пика 1 и пика 3 соответственно;
 $\Delta_{\text{среднее}}$ – усреднённое значение



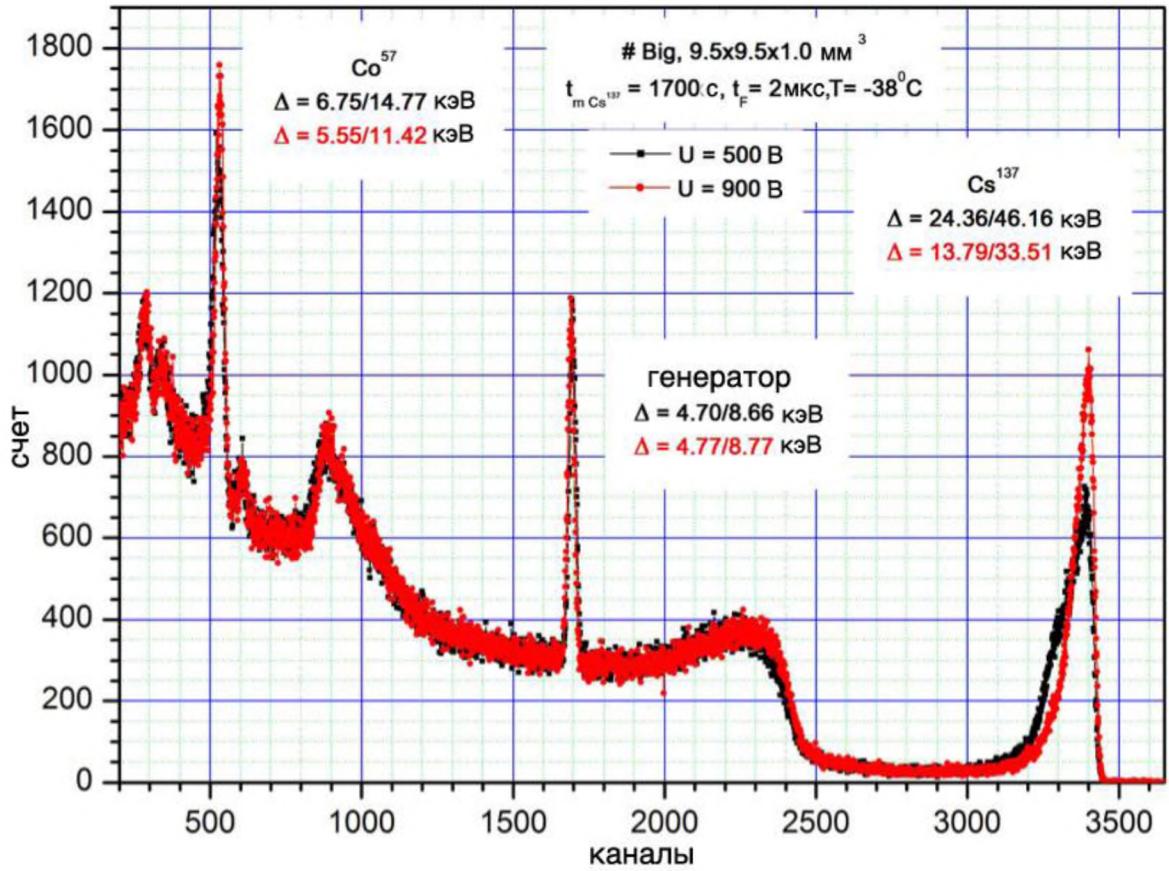


Рисунок 4.47. Спектры р-і-п-детектора

С помощью выражения для сбора носителей заряда (с учетом того, что

$$\frac{\varepsilon_{Si}}{\varepsilon_{CdTe}} = \frac{3.61 \text{ eV}}{4.43 \text{ eV}} = 0.81, \quad (4.9)$$

эффективность сбора заряда η определяется как

$$\eta = \frac{Q}{Q_0} = \frac{\mu\tau E}{d} \left[1 - e^{\frac{-d}{\mu\tau E}} \right] \quad (4.10)$$

Считая, что в случае кремниевого детектора осуществляется сбор носителей, близкий к 100 %, получаем оценочное значение $\mu\tau$ для электронов равное $3,74 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{В}$ и оценочное значение $\mu\tau$ для дырок $1,21 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2/\text{В}$.

4.4.10. Измерение спектрометрических характеристик детектирующих структур из CdTe и CdZnTe

В процессе разработки технологии изготовления детекторов из теллурида кадмия (с добавлением цинка) качество изготовленных детекторов оценивалось непосредственно путем исследования гамма-спектров от различных источников (^{241}Am , ^{57}Co , ^{133}Ba и ^{137}Cs).

На спектрометрические свойства детектора влияют такие электрофизические свойства материала как подвижность носителей заряда, время жизни носителей, однородность параметров по объему детектора, а также емкость и темновой ток детектора.

Исследуя спектры гамма-линий различных энергий в зависимости от рабочего напряжения и времени формирования сигнала можно оценить фактор (или факторы), в наибольшей степени ухудшающие энергетическое разрешение.

Для спектрометрии использовалась представленная ниже аппаратура и программное обеспечение:

- предусилитель (изготовления ОАО «ИФТП»);
- формирующий усилитель фирмы «ORTEC» №572;
- амплитудно-цифровой преобразователь на 8142 канала фирмы «Аспект» (г. Дубна);
- программа накопления спектра фирмы «Аспект» (Дубна);
- специально написанная в ОАО «ИФТП» программа пакетной обработки спектров.

Исследовался материал трех производителей:

- ГИРЕДМЕТ (г. Москва) – 2 планарных детектора;
- CrystalNord (г. Александров) – 1 планарный детектора;
- REDLEN (Канада) – 3 планарных и 2 квазисферических детектора.

Спектры для различных детекторов в зависимости от приложенного напряжения (от 50 до 2000 В) можно видеть на рисунках 4.48-4.56.

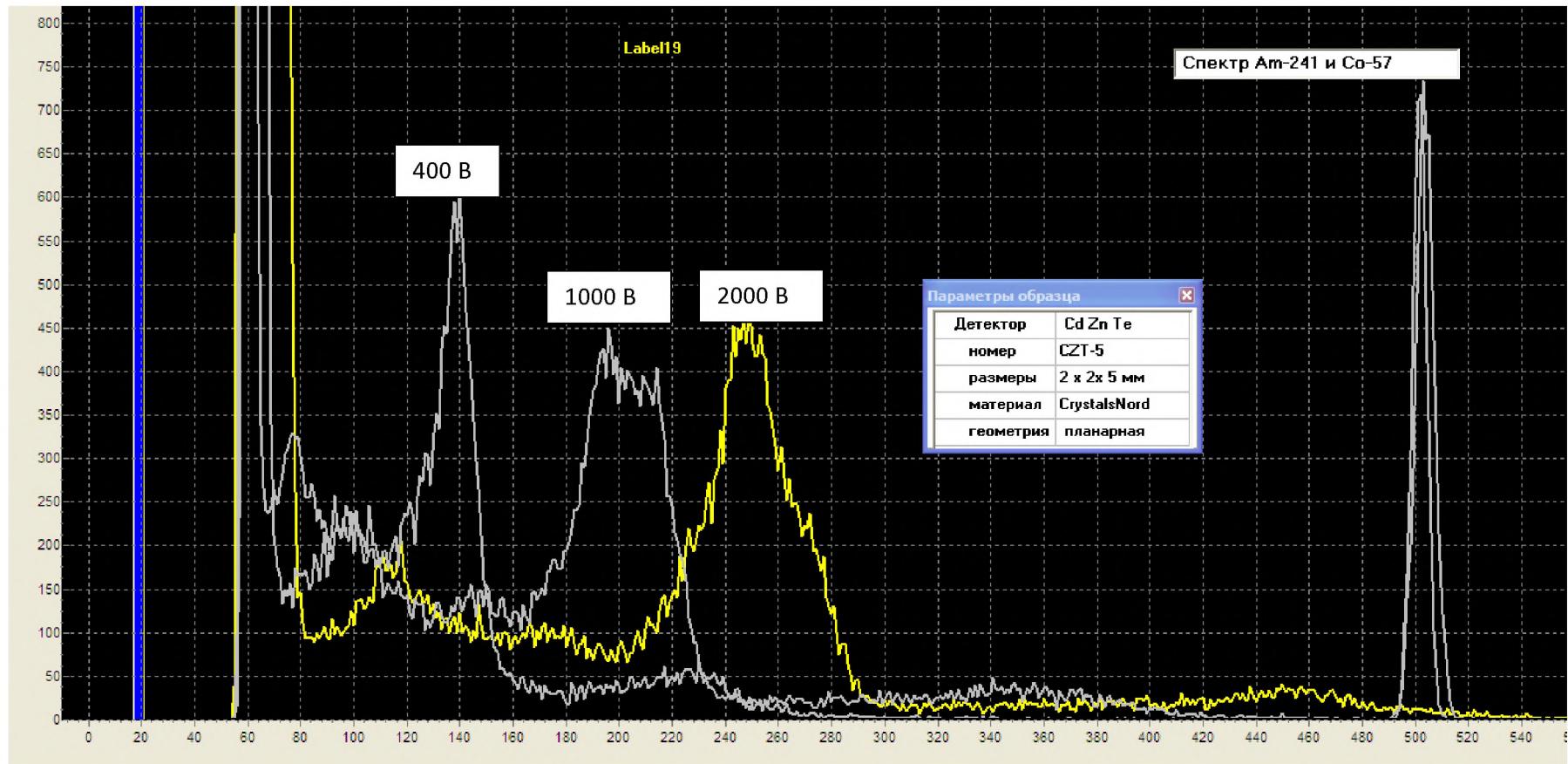


Рисунок 4.48. Спектры ^{241}Am и ^{57}Co , полученные на детекторе CZT№ 5 при напряжениях 400, 1000 и 2000 В

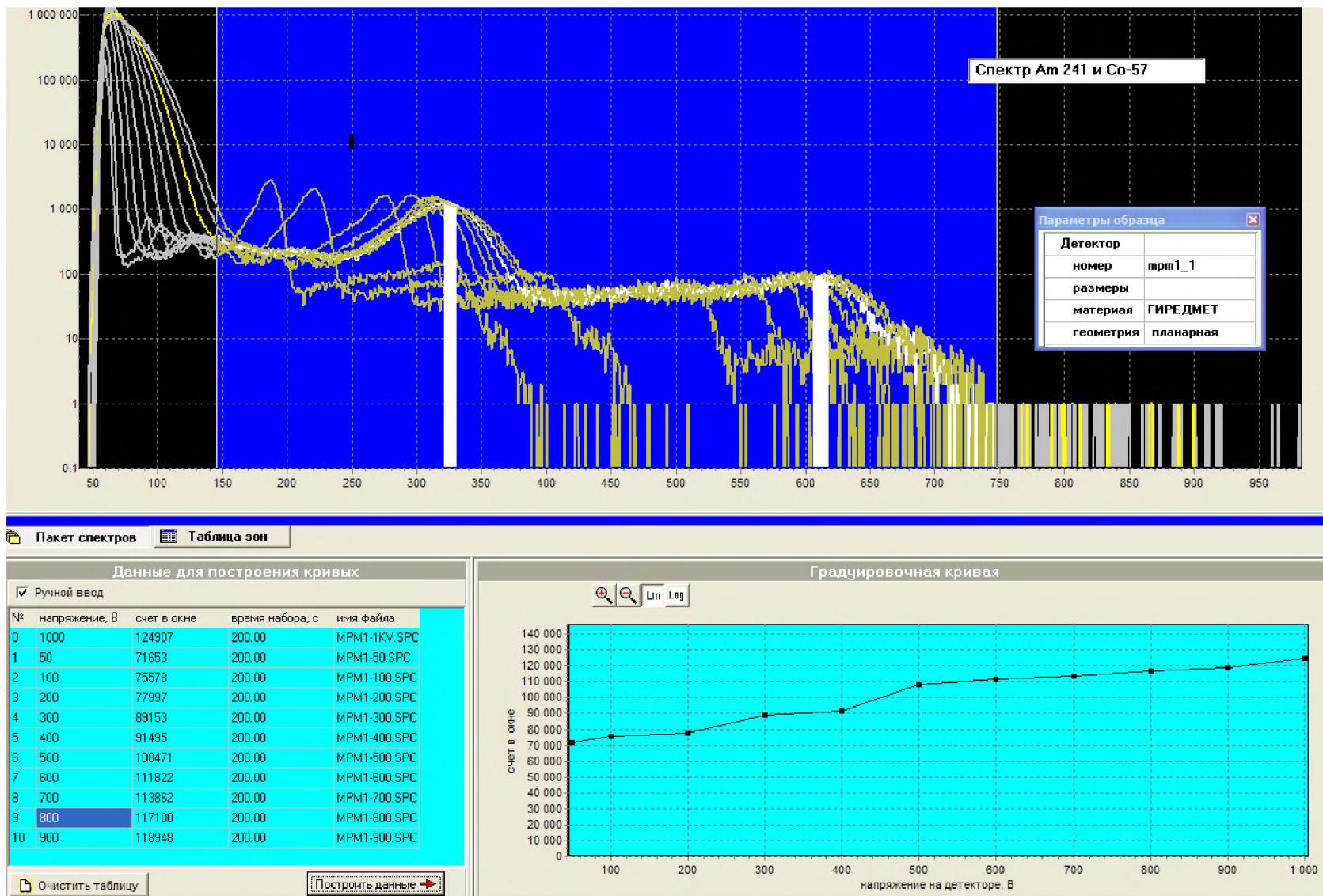


Рисунок 4.49. Спектры ^{241}Am и ^{57}Co , полученные на детекторе ГИРЕДМЕТ mpm1_1 при различных напряжениях

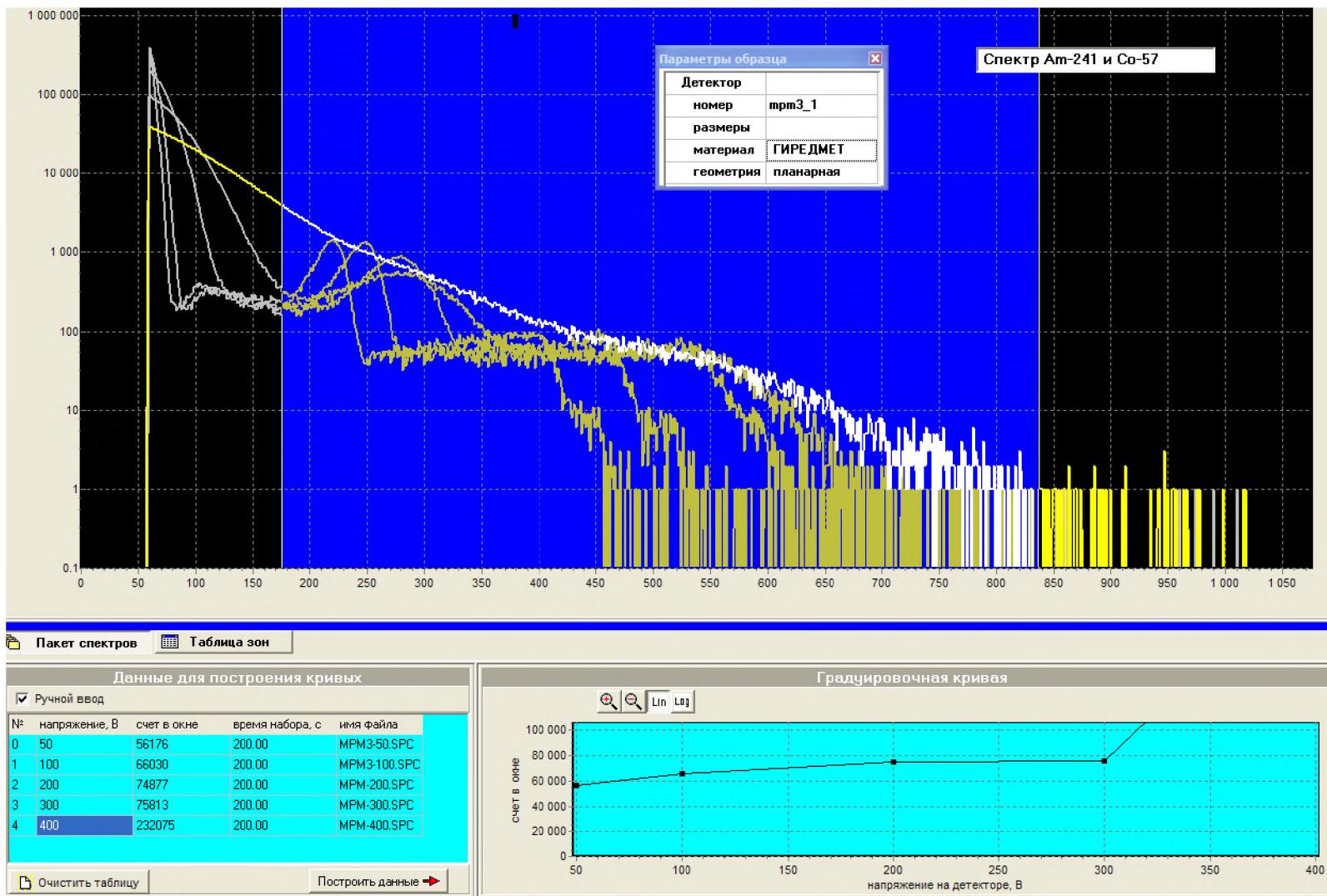


Рисунок 4.50. Спектры ^{241}Am и ^{57}Co , полученные на детекторе ГИРЕДМЕТ tppm3_1 при различных напряжениях

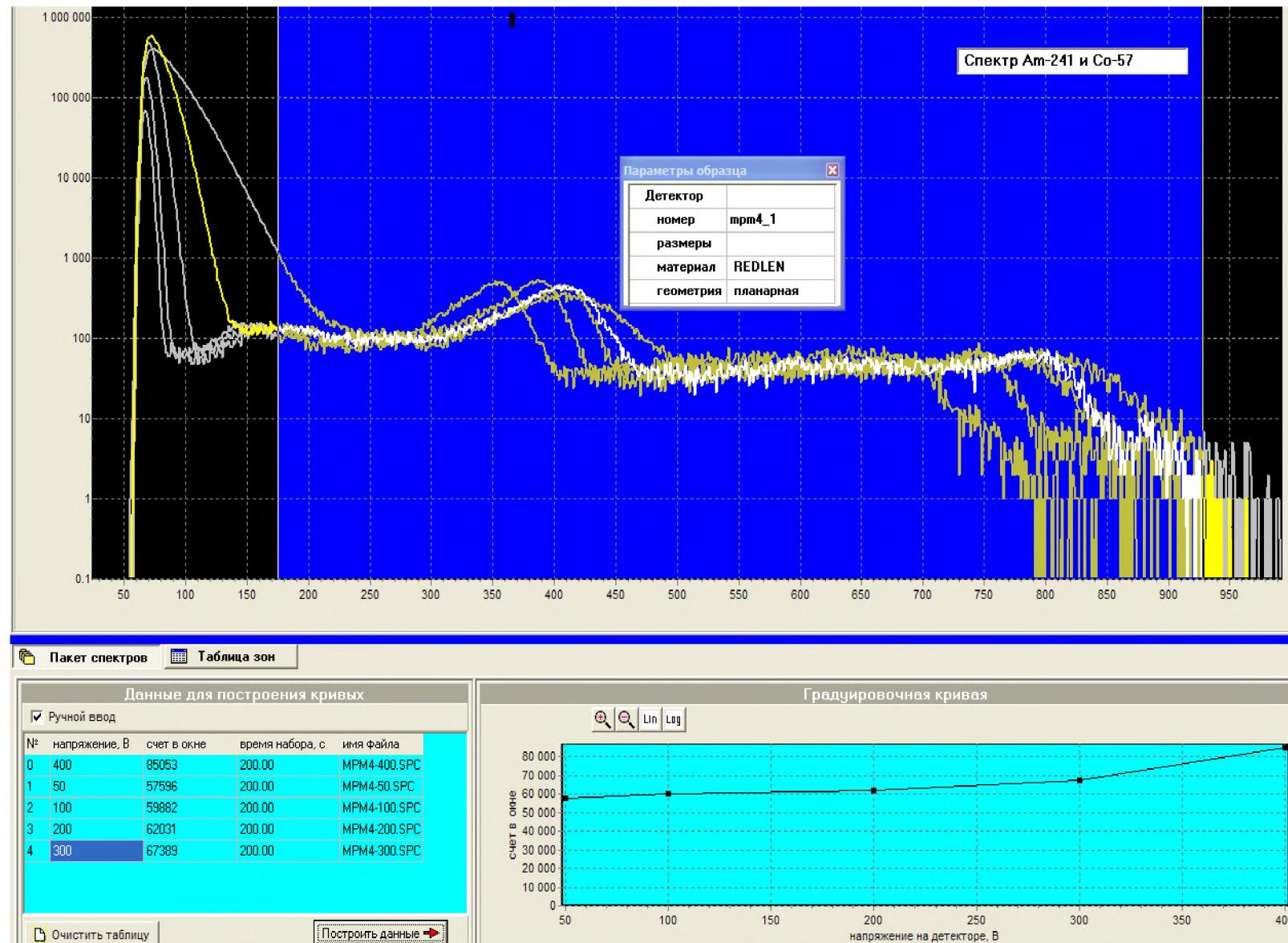


Рисунок 4.51. Спектры ^{241}Am и ^{57}Co , полученные на детекторе REDLENmpm4_1 при различных напряжениях

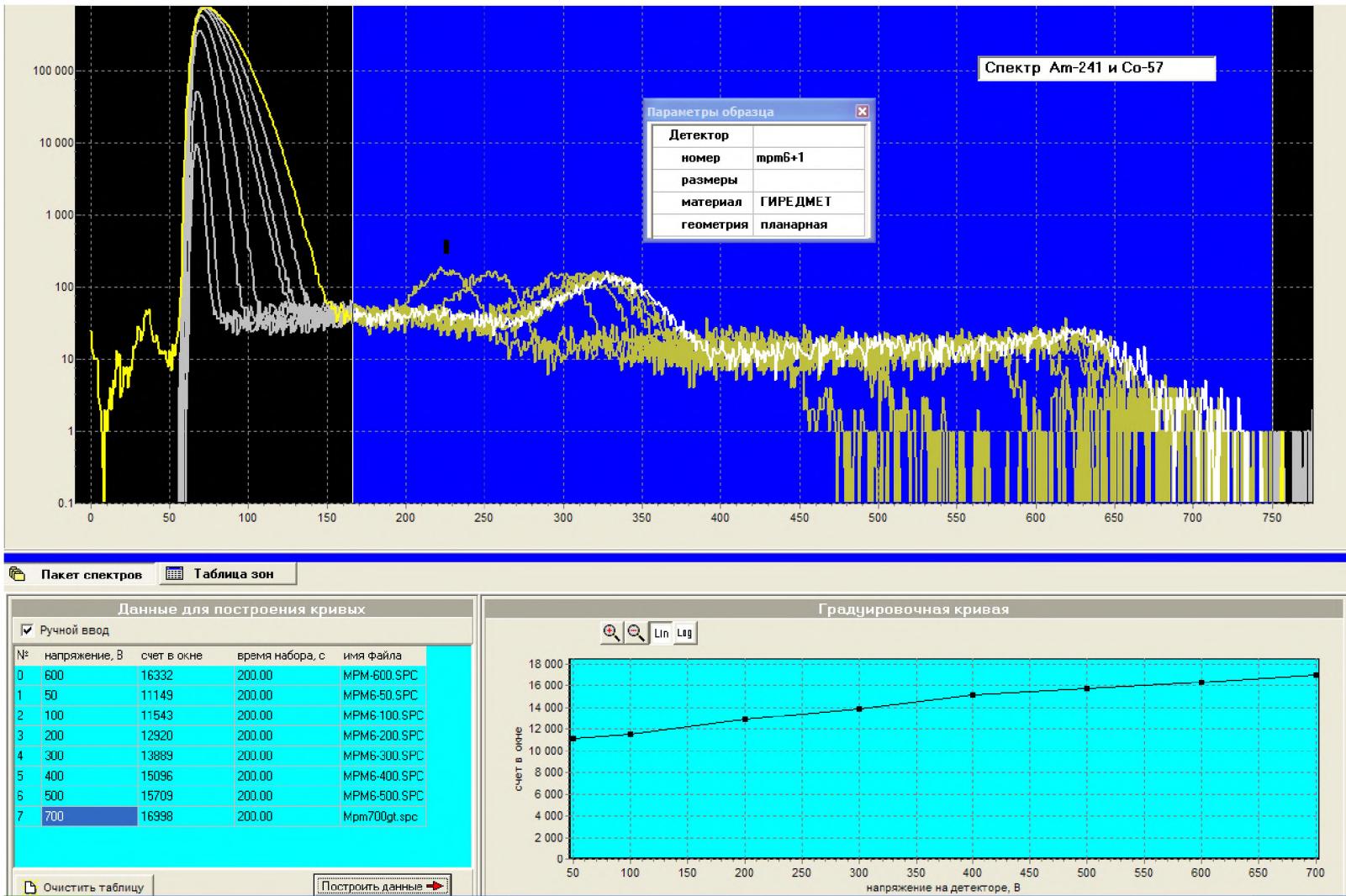


Рисунок 4.52. Спектры ^{241}Am и ^{57}Co , полученные на детекторе ГИРЕДМЕТ трмб_1 при различных напряжениях

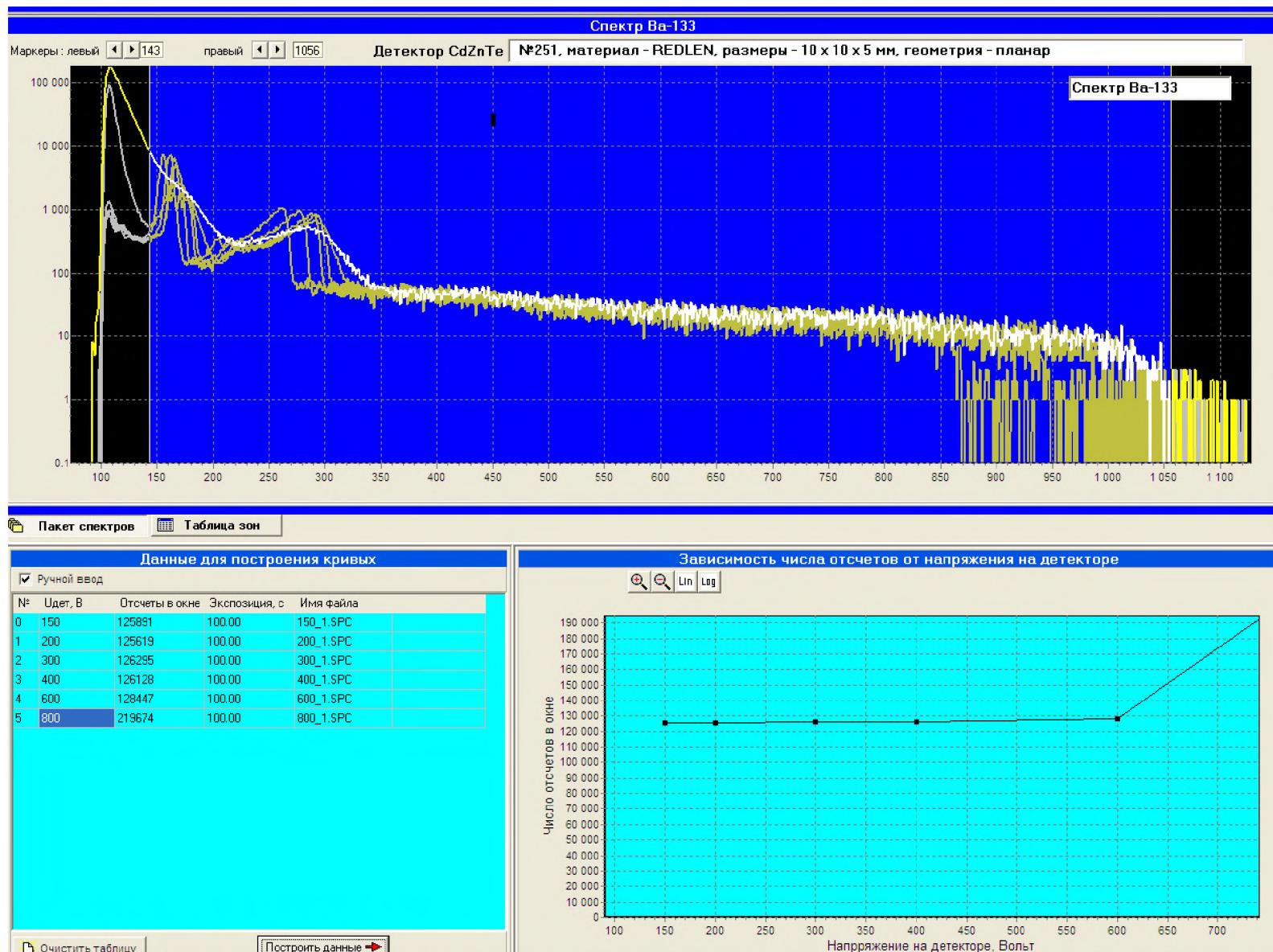


Рисунок 4.53. Спектры ^{133}Ba , полученные на детекторе REDLEN(№251) при различных напряжениях

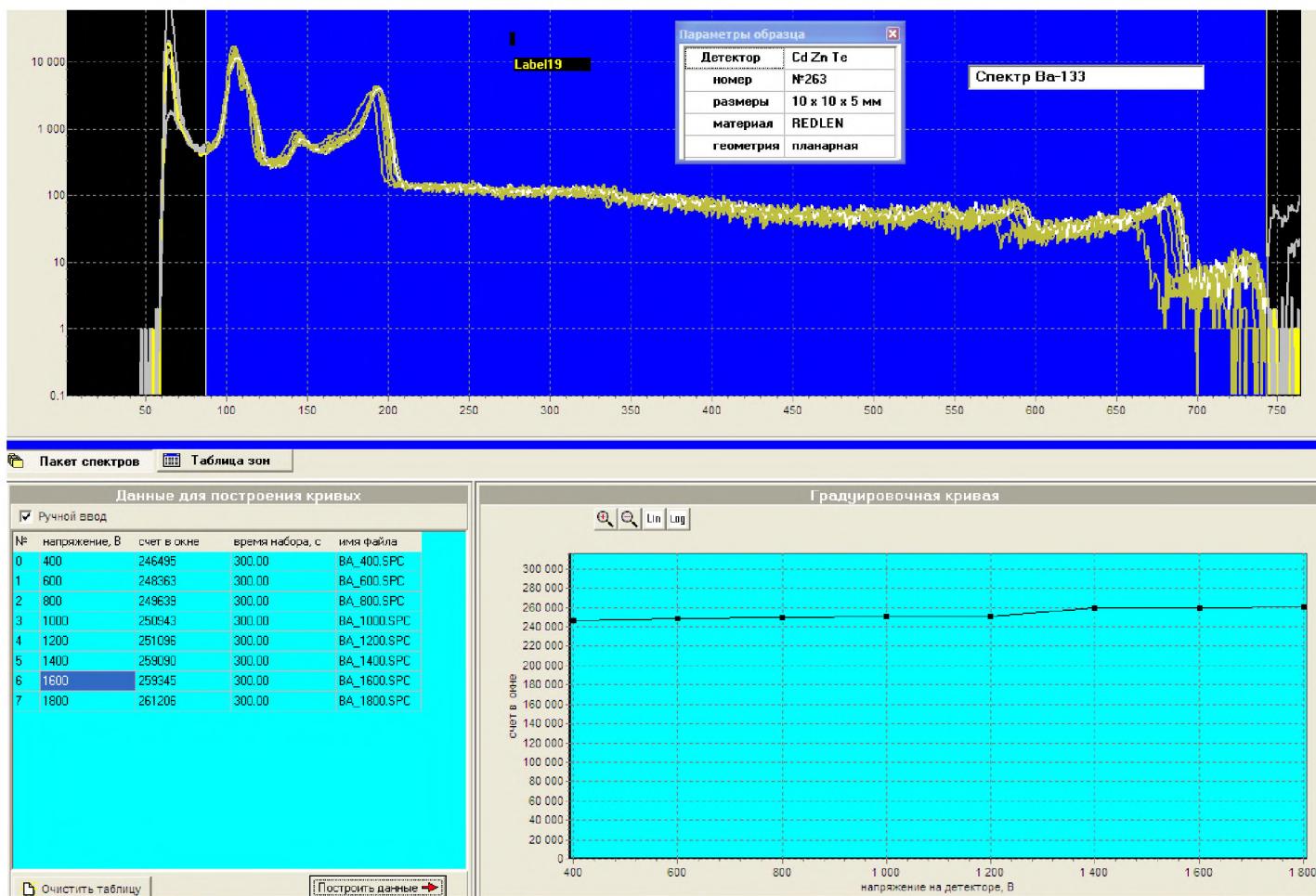


Рисунок 4.54. Спектры ^{133}Ba , полученные на детекторе REDLEN (№ 263) при различных напряжениях

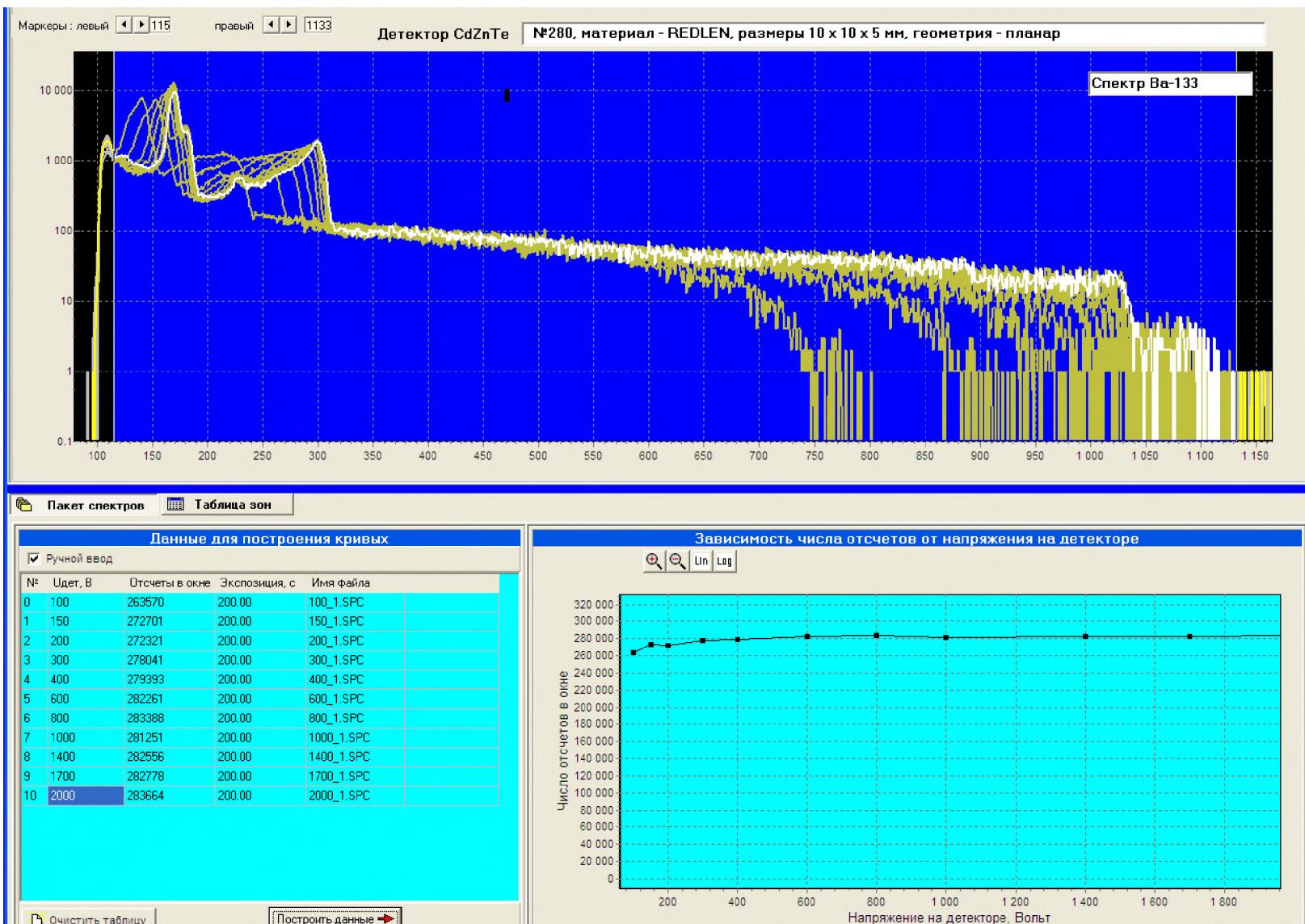


Рисунок 4.55. Спектры ^{133}Ba , полученные на детекторе REDLEN (№ 280) при различных напряжениях

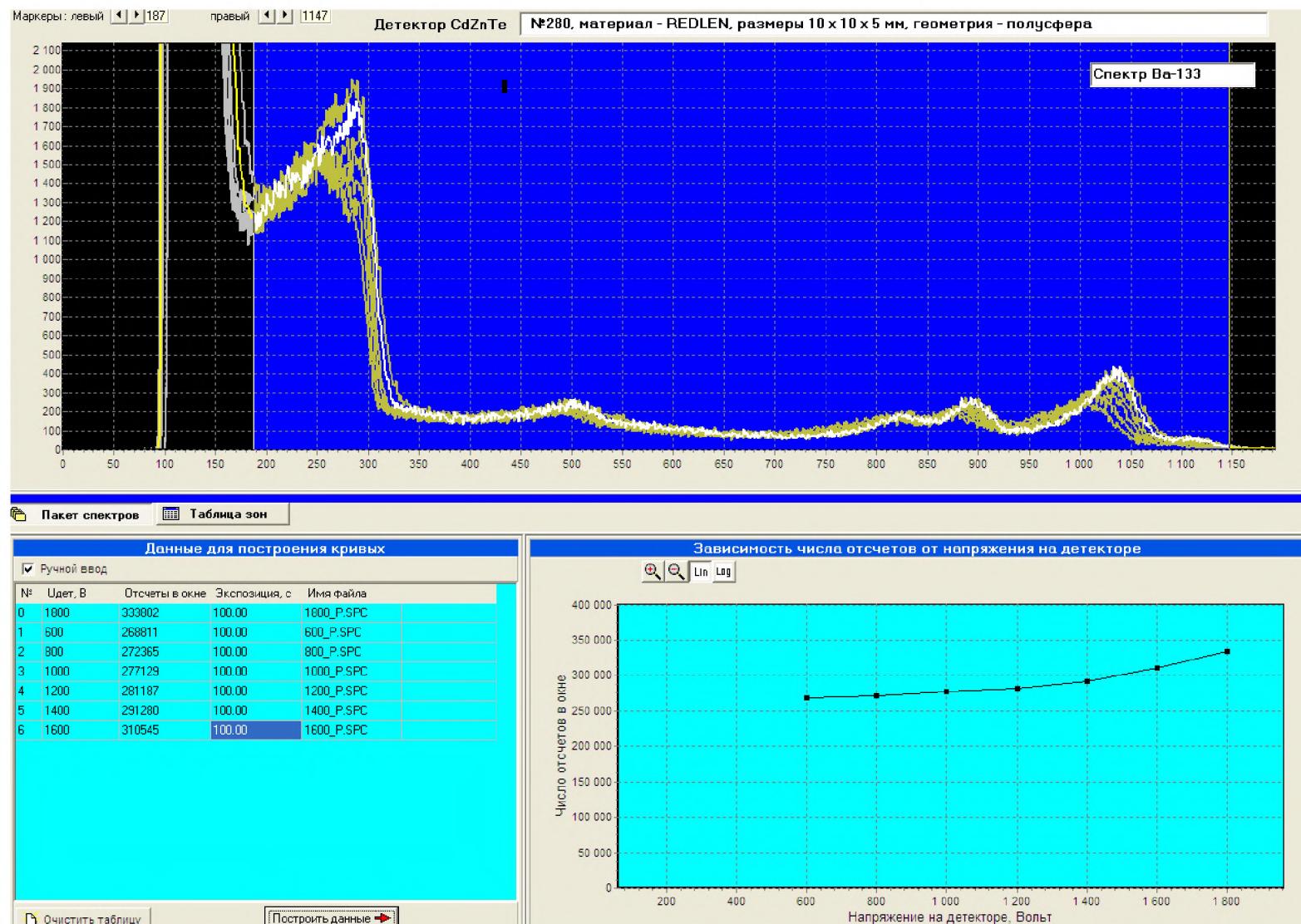


Рисунок 4.56. Спектры ^{133}Ba , полученные на детекторе REDLEN (№ 280) при различных напряжениях

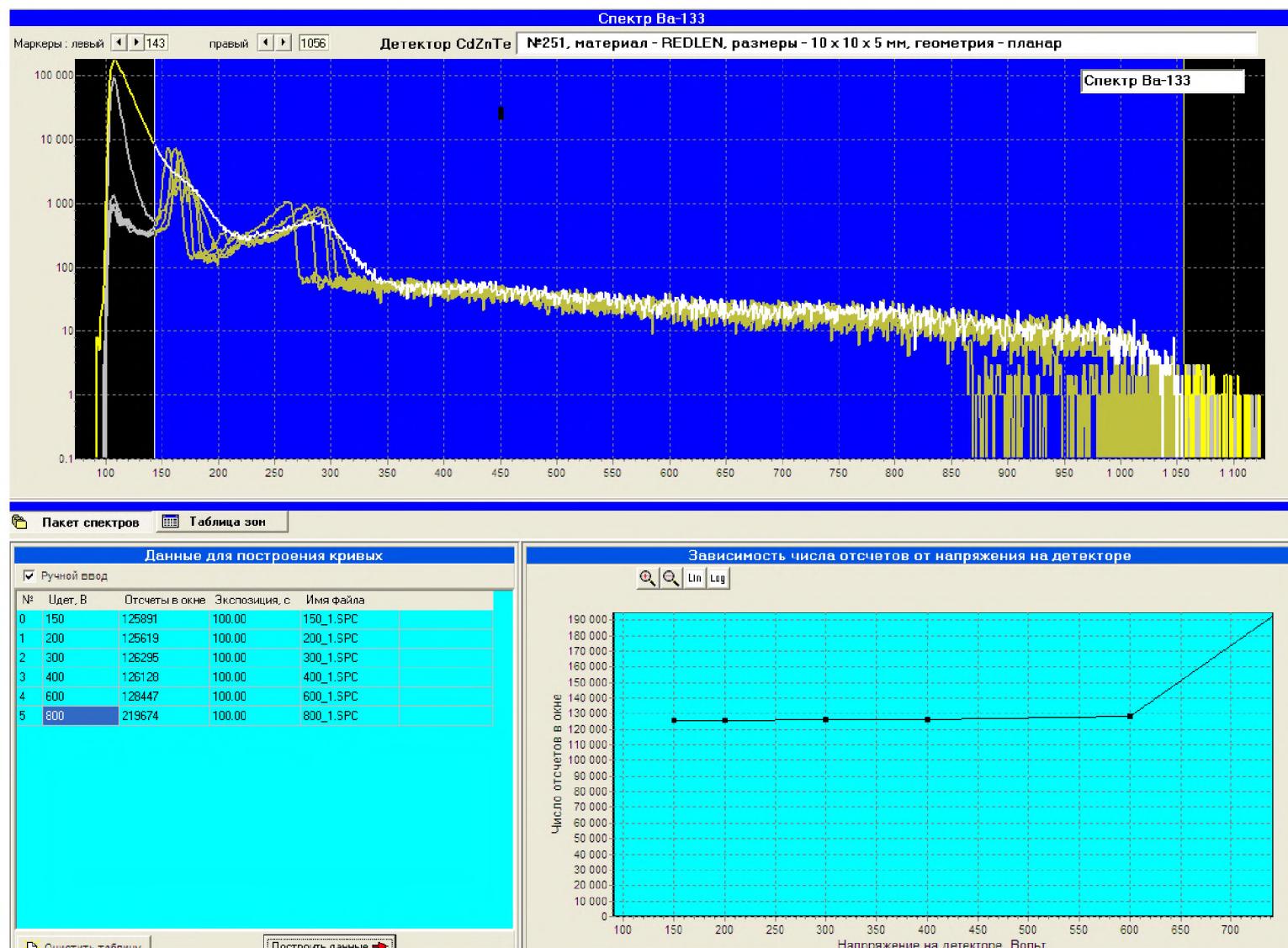


Рисунок 4.57а. Спектры ^{133}Ba , полученные на детекторе REDLEN (№ 251) при различных напряжениях

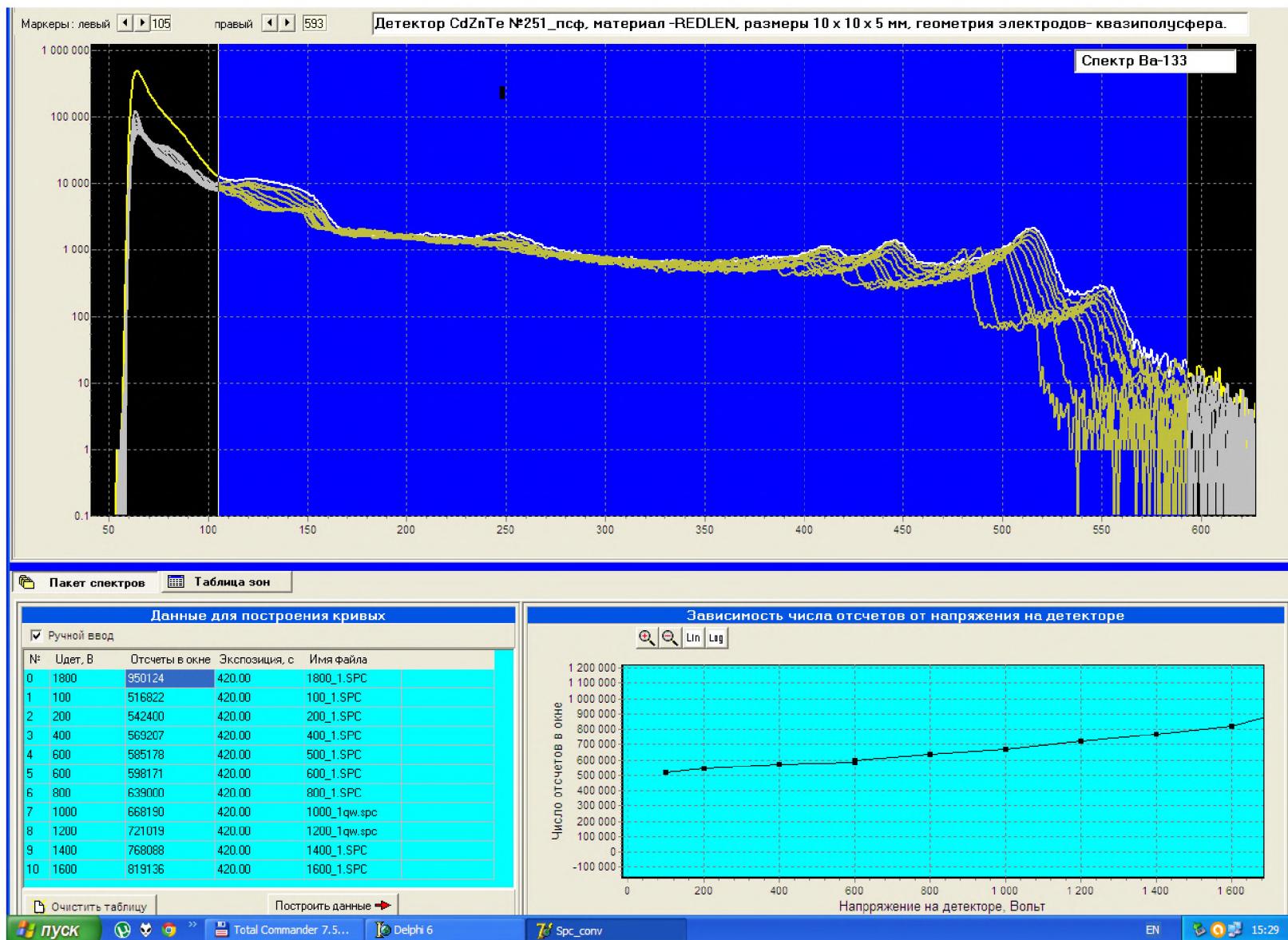


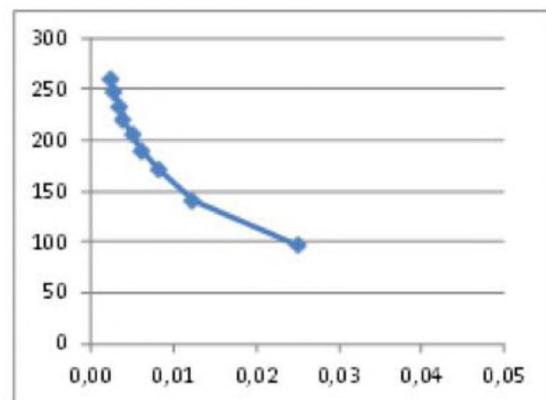
Рисунок 4.576. Спектры ^{133}Ba , полученные на детекторе REDLEN (№ 251) при различных напряжениях

Зависимость положения пика от обратной напряженности поля

$1/E = w/U_{раб}$, где E -напряженность, w -толщина детектора, U -напряжение

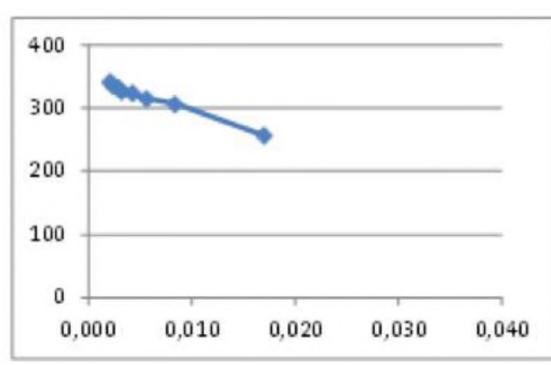
Детектор CdZnTe №5, планар, материал -CrisialNord

U _{раб}	W/U _{раб} , мм/В	центр.канал 60 кэВ
200	0,03	97
400	0,01	141
600	0,01	171
800	0,01	190
1000	0,01	205
1200	0,00	220
1400	0,00	233
1800	0,00	247
2000	0,00	260



Детектор CdZnTe трт 6_1, планар, материал- ГИРЕДМЕТ

U _{раб}	W/U _{раб} , мм/В	центр.канал 60 кэВ
100	0,017	256
200	0,009	307
300	0,006	315
400	0,004	322
500	0,003	325
600	0,003	332
700	0,002	334
800	0,002	342



Детектор CdZnTe трт 1_1, планар, материал- ГИРЕДМЕТ

U _{раб}	W/U _{раб} , мм/В	центр.канал 60 кэВ
100	0,017	222
200	0,009	276
300	0,006	297
400	0,004	310
500	0,003	315
600	0,003	320
700	0,002	324
800	0,002	326
900	0,002	328

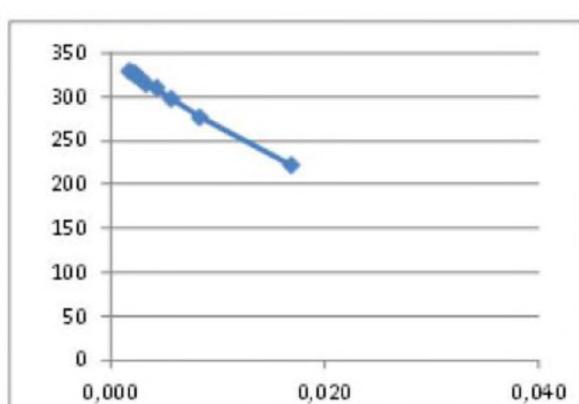
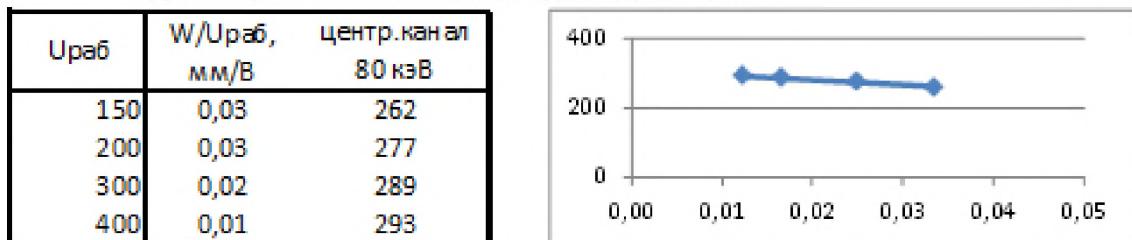
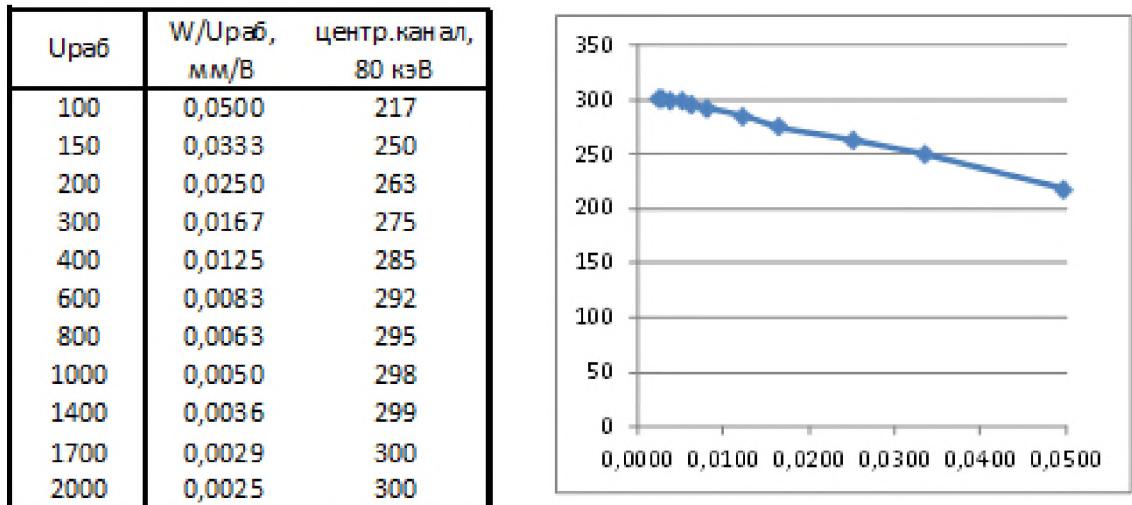


Рисунок 4.58а. Зависимость положения пика от обратной напряженности поля для различных материалов

Детектор CdZnTe №251 , планар, материал -Red Len



Детектор CdZnTe №280 , планар, материал -Red Len



Детектор CdZnTe №263 , планар, материал -Red Len

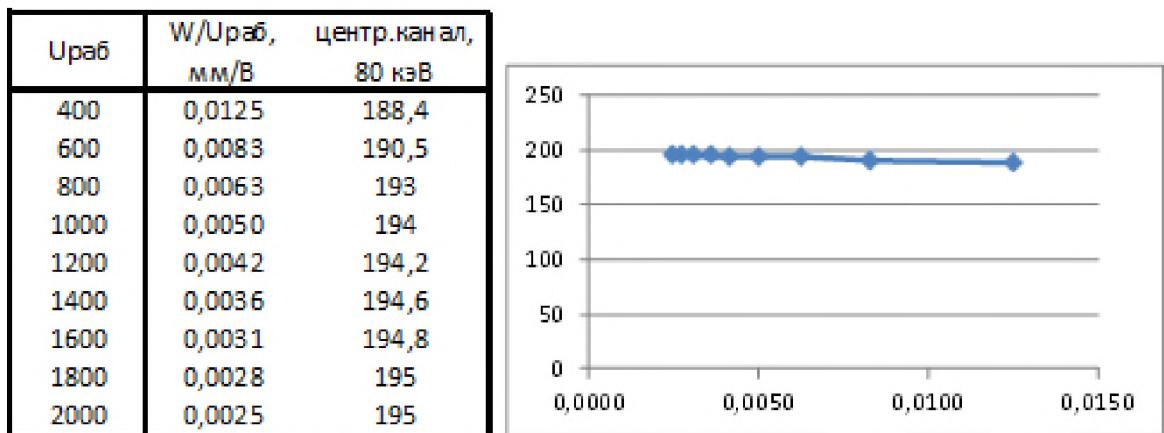


Рисунок 4.58б. Зависимость положения пика от обратной напряженности поля для материала REDLEN

Анализируя приведенные на рисунках 4.48-4.58 спектры и характеристики детекторов, можно сделать следующие выводы:

1. Разрешение для детекторов с планарной структурой электродов для малых энергий (30 - 100 кэВ), как правило, заметно лучше, чем для детекторов с квази-полусферической геометрией.

Для больших энергий (300 – 600 кэВ) наоборот, разрешение существенно лучше для квази-полусферической геометрии. Наглядно это можно видеть на рисунке 4.57а и рисунке 4.57б, где приведен спектр ^{133}Ba , полученный с детектором планарной геометрией (вверху), и с тем же детектором после переделки геометрии электродов с планарной на квази-полусферическую.

2. Общий счет по всему спектру выше некоторого порога (~ 20 - 40 кэВ) для планарных детекторов меньше зависит от напряжения, чем для квази-полусферических.

3. На всех спектрах видно существенное увеличение амплитуды (номера канала анализатора) линий с увеличением рабочего напряжения на детекторе, что говорит о значительной потере заряда при малых напряжениях (при 100 - 300 В до 40-50 % от максимально возможного сбиания) (см. рисунок 4.50). При напряжении от 400 до 2000 В амплитуда линии 60 кэВ (^{241}Am) вырастает в 2 раза.

4. Визуально, сдвиг линии при повышении напряжения наименьший для детектора REDLEN № 263 (рисунок 4.54). Чтобы более корректно сравнить разные материалы с этой точки зрения, построены зависимости положения пика от обратной напряженности $1/E = W/U_{\text{раб}}$, где E - напряженность поля, W – толщина детектора, $U_{\text{раб}}$ – рабочее напряжение (рисунок 4.58а, 4.58б).

5. Построение в таких координатах позволяет провести экстраполяцию к бесконечному полю ($1/E \rightarrow 0$) и оценить «полный заряд» и потери заряда при различных напряжениях. Видно, что наименьшие потери на детекторах из материала REDLEN (№ 251, № 263) (кривые $N = \text{const}/E$ имеют наименьший наклон), а это означает, что произведения μt для этих образцов наибольшие. О том же самом говорит и рисунок 4.54. На нем наиболее четко из всех детекторов с планарной геометрией выделяются пики ^{133}Ba (276.4, 302.8, 356 и 384 кэВ).

Из всех приведенных на рисунке 4.58а и рисунке 4.58б зависимостей наибольший наклон и наибольшие потери (т.е. наименьшее значение $\mu\tau$) наблюдаются для детектора CZT №5 (рисунок 4.58а).

Кроме больших потерь, в нем есть большие неоднородности параметров, так как ширина пиков 60 кэВ (^{241}Am) в 5-6 раз превышает ширину линии генератора точной амплитуды.

С ростом напряжения на детекторе токовые шумы растут, но измерение по генератору точной амплитуды показали, что эти шумы лежат в пределах 3-10 кэВ. Для малых (до 100 кэВ) энергий это может вносить вклад, но для энергий более 300 кэВ основное ухудшение разрешения до 20-30 кэВ связано с потерей заряда.

Спектрометрические возможности различия ^{133}Ba и ^{137}Cs показаны на рисунке 4.54, ^{241}Am и ^{133}Ba – на рисунке 4.60.

Предел обнаружения ^{133}Ba и ^{57}Co

Для оценки предела обнаружения проведены три измерения:

- фон без источника;
- ^{133}Ba с активностью 20 кБк на расстоянии 20 см от источника;
- ^{57}Co с активностью 17 кБк на расстоянии 20 см от источника.

Результаты приведены на рисунке 4.61 и в таблице 4.22.

Таблица 4.22. Предел обнаружения ^{133}Ba и ^{57}Co

	Счет выше порога 25 кэВ за 300 с, имп	Скорость счета, имп/с	Счет за 20 сек, имп
^{133}Ba	1184	3.95	79
^{57}Co	908	3.03	61
фон	213	0.71	14

Как видно из таблицы 4.22, скорость счета ^{133}Ba и ^{57}Co в 4-6 раз превышает фон и за 20 секунд измерения эти количества изотопов (20 и 17 кБк, соответственно) обнаруживаются.

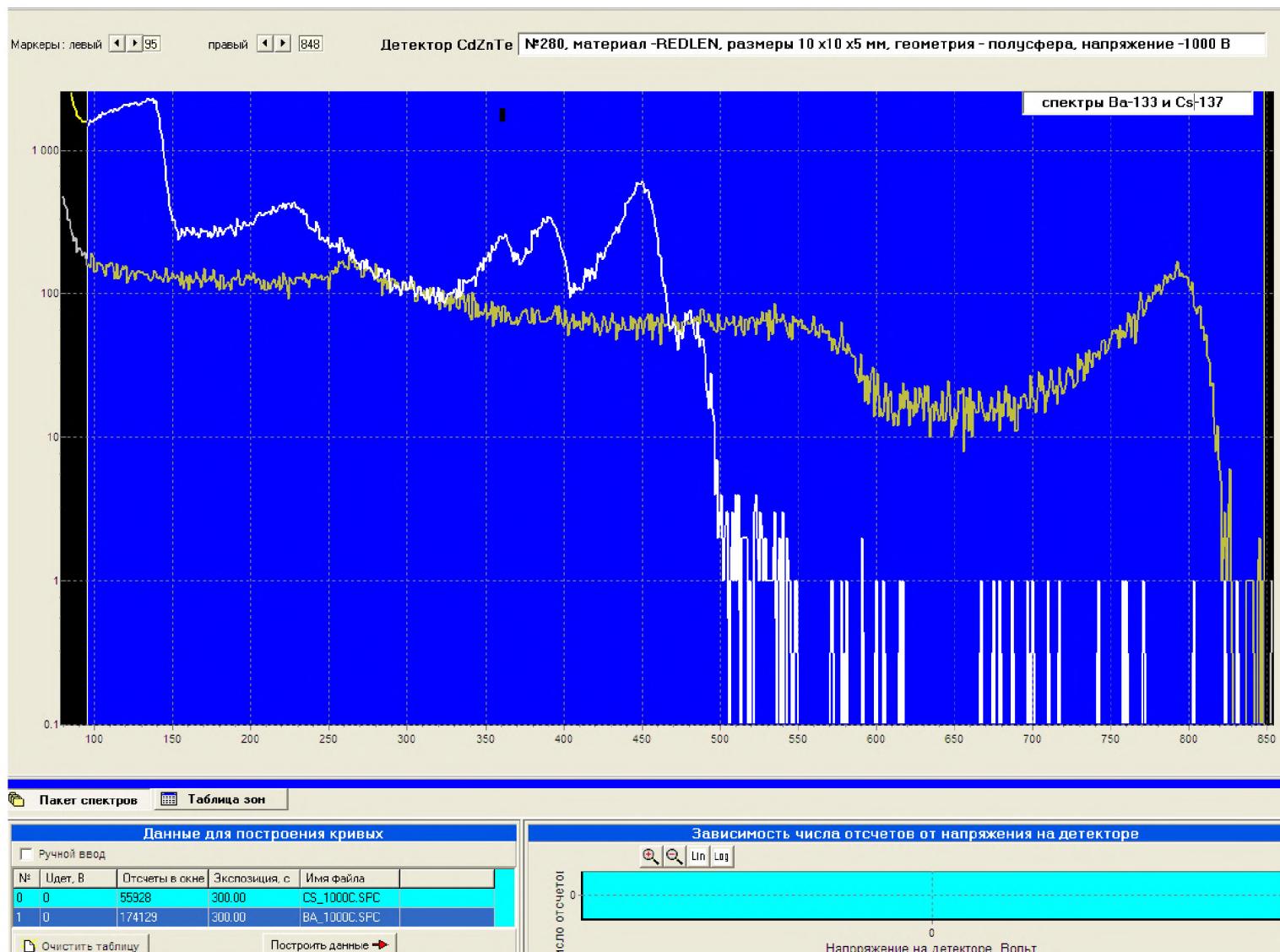


Рисунок 4.59. Спектры ^{133}Ba и ^{137}Cs , полученные на детекторе REDLEN (№ 280)

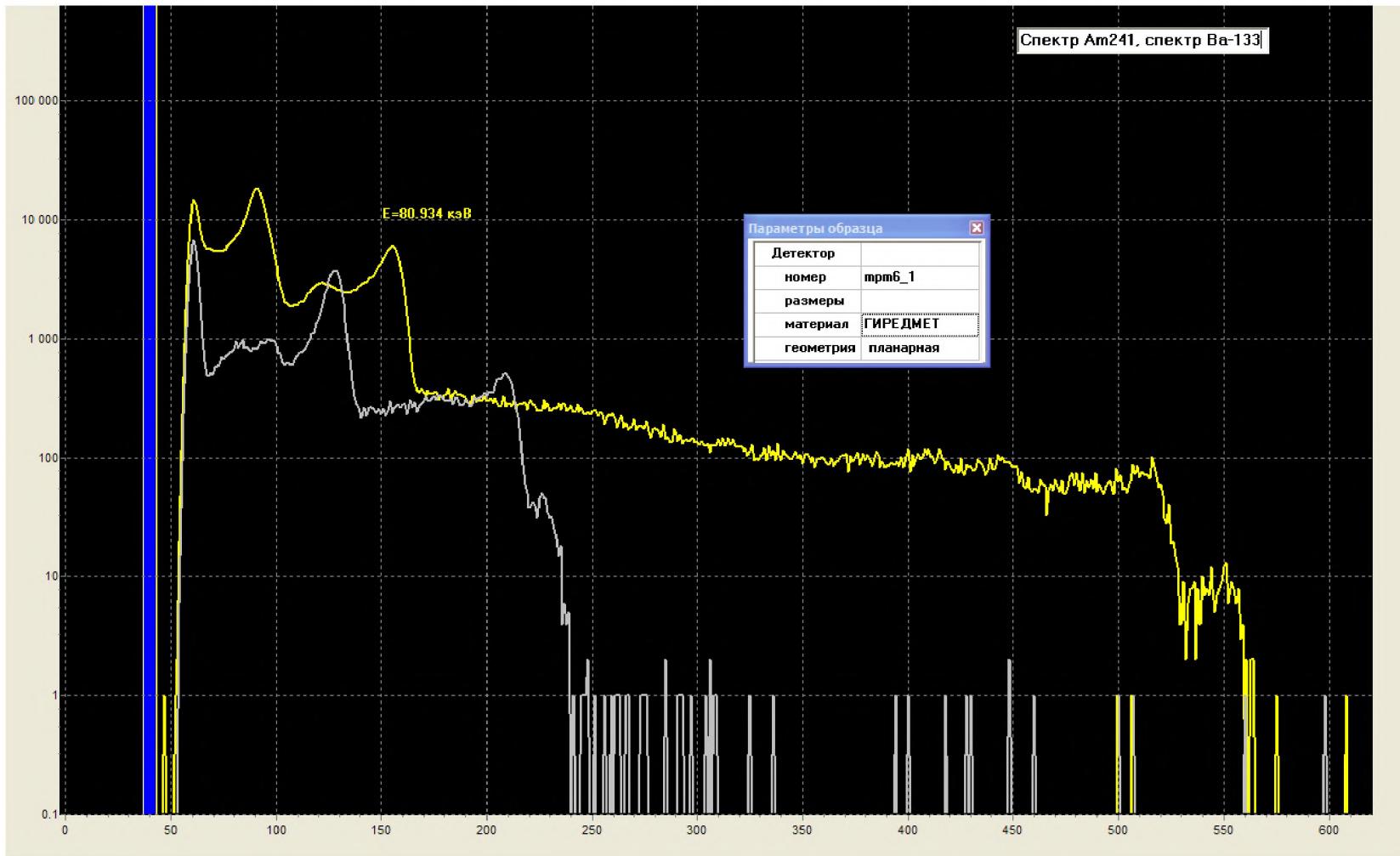


Рисунок 4.60. Спектры ^{133}Ba и ^{241}Am , полученные на детекторе ГИРЕДМЕТ (тромб_1)

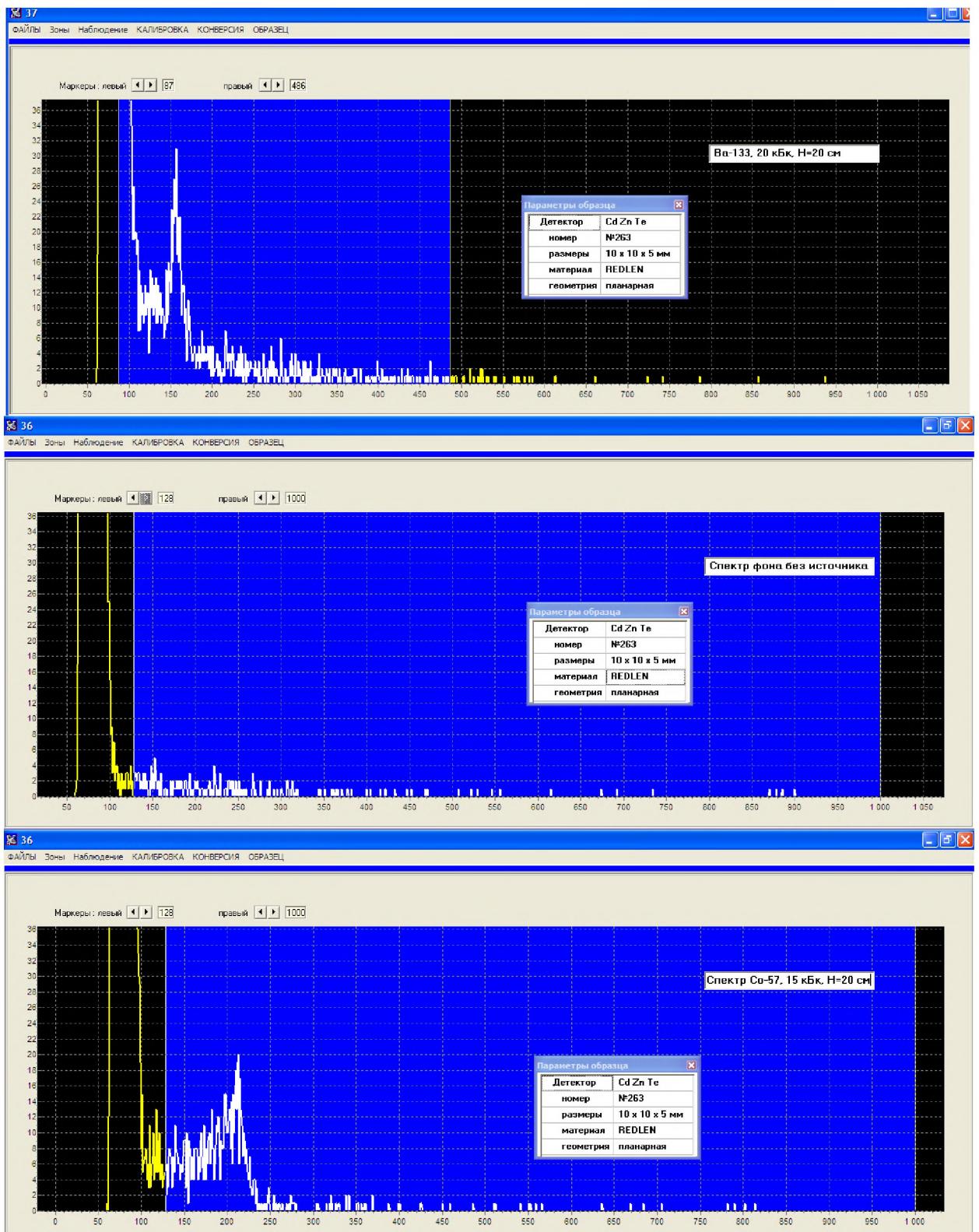


Рисунок 4.61. Спектры ^{133}Ba , фона, ^{57}Co ,

4.5. Анализ результатов измерений

Измерение электропроводности измеренных образцов CdZnTe показало, что удельное сопротивление детекторов, изготовленных из материалов фирмы «Redlen Technologies Inc.», находится в диапазоне $(2\text{-}6)\cdot10^{10}$ Ом·см. Этот диапазон соответствует достигнутому современному мировому уровню. Другие электрофизические характеристики образцов «Redlen», такие как параметр μt и др., были также воспроизводимы и стабильны. У всех образцов измерялись плотности тока при электрическом поле, равном $E = 600$ В/см. Последняя величина была выбрана как минимально-допустимая, с точки зрения достижения полного обеднения и достижения необходимой дрейфовой длины носителей. Плотность тока на образцах «Redlen» составляет 2-3 нА/см²; таким образом, токи утечки на детекторах фотонного излучения не будет превышать 1-10 нА, удовлетворяя большинству задач.

Образцы CdTe и CdZnTe других производителей имеют плотности токов на 1-3 порядка хуже. Заметим также, что испытанные образцы CdZnTe «CrystalsNord» имели небольшие размеры и достаточно высокий уровень токов утечки, которые могут быть также связаны с поверхностными токами. Плотность токов на образцах CdTe «Acrorad» соответствует измеренному удельному сопротивлению $2\cdot10^9$ Ом·см. Указанное различие в величинах удельного сопротивления CdTe и CdZnTe более чем на порядок связано с разной шириной запрещенной зоны, что также подтвердилось по измеренной полосе собственного поглощения при определении фотопроводимости. Токи утечки на измеренных при комнатной температуре образцах CdTe ОАО «Гиредмет» имеют слишком большую величину, что ограничивает их применение для решения части задач. При незначительном охлаждении данные образцы могут быть применены для спектрометрии гамма-излучения.

BAX всех исследованных образцов CdTe в совокупности имели квазиомическое поведение. Напротив, вид BAX образцов CdZnTe с золотыми контактами свидетельствует о том, что тип проводимости этих образцов

ближе к n-типу. Создание воспроизводимых барьерных контактов на полуизолирующих детекторах CdZnTe с минимальными поверхностными и объемными зарядами вблизи поверхности является достаточно трудной задачей.

Настоящие исследования эффективности сбора носителей также подтвердили, что транспортные свойства электронов на детекторах CdZnTe гораздо лучше, чем на образцах CdTe. Измеренный параметр $\mu\tau_e$ для электронов на партии образцов CdZnTe «Redlen» с размером $10 \times 10 \times 5$ мм составил $(4-7) \cdot 10^{-3}$ см²/В. Это достаточно хорошая величина, хотя и несколько ниже достигнутого мирового уровня $2 \cdot 10^{-2}$ см²/В. Необходимо заметить невысокую точность подгонки при определении параметра μt для этих образцов. Численным образом точность аппроксимации зависимости эффективности сбора электронов выражается величиной χ^2 , указанной на графиках. Предполагается, что расхождение связано с баллистическим эффектом при измерениях эффективности сбора на толстых 5 мм образцах CdZnTe «Redlen». На этих образцах также трудно было получить достаточно хороший дырочный сигнал для определения параметра $\mu\tau_p$ для дырок. Удовлетворительные результаты по эффективности сбора заряда показали образцы, изготовленные из кристаллов CdTe и CdZnTe, созданных в ОАО «Гиредмет» и ЗАО «CrystalsNord». Образцы ОАО «Гиредмет» имели параметр $\mu\tau_e$ для электронов, равный $7,7 \cdot 10^{-4}$, образцы ЗАО «CrystalsNord» - $5,6 \cdot 10^{-5}$ см²/В.

Дрейфовые подвижности как электронов, так и дырок, на образцах CdTe «Acrorad» и CdZnTe «Redlen» имеют ожидаемые величины и соответствуют данным, имеющимся в литературе. С другой стороны, значения дрейфовой подвижности в образцах CdTe и CdZnTe, изготовленных в ОАО «Гиредмет» и ЗАО «CrystalsNord», меньше на 20-25%, что указывает на существование в этих образцах большого количества мелкозалегающих центров захвата носителей.

Результаты спектрального анализа примесной фотопроводимости в исследуемых образцах показывают наличие области спектра, в которой

наблюдается повышенная фоточувствительность в диапазоне длин волн 1000-1400 нм для CdTe и 1000-1600 нм для CdZnTe. Большая протяженность полосы свидетельствует о нескольких центрах в полупроводниковом материале, связанных с глубокими уровнями. Отношение интенсивностей этой полосы и полосы, связанной с собственным поглощением $k=I_{III}/I_I$ достаточно хорошо коррелирует с параметрами $\mu\tau_e$ для электронов и с энергетическим разрешением исследованных образцов. Это позволяет предположить, что поглощение света в этой области происходит в том числе и с участием уровней, ответственных за захват носителей (прежде всего электронов). При этом переходы электронов на эти уровни при оптическом возбуждении дают примесную дырочную фотопроводимость. Учитывая, что максимум указанной полосы соответствует энергии 1.07 эВ, то уровни, расположенные примерно в области $E_c - 0.38$ эВ и $E_c - 0.5$ эВ для CdTe и CdZnTe, соответственно, могут являться центрами захвата электронов. Учитывая, что они проявляются на спектральных зависимостях разных производителей, это дает основание трактовать их как один из видов структурных дефектов.

Зависимости фотопроводимости от напряжения можно также использовать для определения параметра переноса в объеме $\mu\tau_e$ для электронов.

Для фототока I , предполагая однородное поле E , можно записать:

$$I = I_0 \frac{\mu\tau E}{d} \left\{ 1 - \frac{\mu\tau E}{d} \left(1 - \exp\left(-\frac{d}{\mu\tau E}\right) \right) \right\} \quad (4.11)$$

где I_0 - ток насыщения.

При подгонке экспериментальной зависимости фототока образца CdZnTe «Redlen» № 27078 определяется параметр транспортного переноса $\mu\tau_e$ равный $2,4 \cdot 10^{-3}$ см²/В при токе насыщении 1400 нА. Полученная таким образом величина $\mu\tau_e$ достаточно близка к аналогичному параметру, полученному по соотношению Гехта.

На образцах CdTe «Гиредмет» (№ 14-13) и «Acrorad» (№ 903-37) зависимость фототока при малых электрических полях имеет форму «пятки»,

свидетельствующую о наличие поверхностной рекомбинации. Такие зависимости проявляются при засветке фотонами с энергией, превышающей ширину запрещенной зоны. Соответствующее уравнение, описывающее поведение фотопроводимости с изменением напряжения, выглядит как:

$$I = \frac{I_0}{1 + \frac{s}{\mu E}} \frac{\mu \tau E}{d} (1 - \exp(-\frac{d}{\mu \tau E})) \quad (4.12)$$

где s - скорость поверхностной рекомбинации.

При подгонке соответствующей модельной функцией можно определить скорость поверхностной рекомбинации, которая на образце CdTe «Гиредмет» (№14-13) составляет $8 \cdot 10^4$ см/с и на образце «Acrorad» (№ 903-37)- $5 \cdot 10^5$ см/с.

Таким образом, резюмируя вышесказанное, можно сделать следующие выводы:

1. Лучшие параметры транспортного переноса $\mu \tau_e$ электронов $(4-7) \cdot 10^{-3}$ см²/В имеют детектирующие структуры CdZnTe производства «Redlen Technologies Inc.». Другим достоинством материала фирмы «Redlen» является возможность изготовления детекторов больших размеров. Полученные здесь результаты относятся к размерам детектора равным $10 \times 10 \times 5$ мм. Эти же детекторы обладают наименьшими токами утечки 1-10 нА (плотность тока при электрическом поле 600 В/см около $2,5$ нА/см²) и удельным сопротивлением $(2-6) \cdot 10^{10}$ Ом·см. Существенным недостатком, однако, является плохой сбор дырок, ограничивающий применение планарных детекторов невысоким энергетическим диапазоном регистрации. Данные образцы – наилучшие кандидаты для копланарных, стриповых, пиксельных и полусферических детекторов.

2. Следующим по качеству следуют образцы CdTe «Acrorad» с параметром $\mu \tau_e$ электронов, равным $1,8 \cdot 10^{-3}$ см²/В. Достаточно хорошие данные по сбору дырок (параметр $\mu \tau_p$ дырок равен примерно $1,0 \cdot 10^{-4}$ см²/В) позволяют использовать эти детекторы для спектрометрии энергий гамма-

излучения вплоть до 662 кэВ. Сравнительно невысокое удельное сопротивление образцов, также, как и блочность структуры, ограничивают использование планарных детекторов МПМ типа.

3. Исследованные образцы CdTe «Acrorad» и ОАО «Гиредмет» имеют повышенную величину поверхностной рекомбинации. Причины могут быть разными, например, они могут быть связаны с плохой полировкой или плохой подготовкой поверхности контактов перед осаждением золота.

4. Хорошие параметры транспортного переноса $\mu\tau_e$ электронов на детекторах CdZnTe производства «Redlen» и «Acrorad» подтверждаются отсутствием (малой концентрацией) глубоких и мелких центров захвата носителей, определяемых оптическими спектральными измерениями фотопроводимости.

5. Самые низкие с точки зрения эффективности сбора носителей результаты имеют образцы CdZnTe производства ЗАО «CrystalsNord» (Россия). Параметр транспортного переноса $\mu\tau_e$ электронов на детекторе равный $(1-6)\cdot10^{-5}$ см²/В не позволяет использовать эти детекторы для спектрометрии гамма- и рентгеновского излучения. Плохой сбор носителей, по-видимому, связан с захватом электронов на собственные дефекты с энергией, равной примерно $E_c = 0.5$ эВ. Образцы имеют также низкую дрейфовую подвижность электронов, что свидетельствует о большой концентрации уровней прилипания.

Основные результаты главы опубликованы в работе [A4, A10].

5. ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ДЕТЕКТОРОВ

Основными характеристиками ядерно-физической аппаратуры являются диапазон измерений, погрешность измерений, минимальная измеряемая активность, эффективность регистрации излучения. Погрешность измерений является одним из наиболее существенных параметров аппаратуры. Несмотря на неоднозначность представления данной характеристики, в целом на основании опыта и анализа научно-технических материалов [57-88] можно сделать вывод о необходимости совершенствования параметров существующей аппаратуры.

Направления интеграции блоков детектирования, спектрометров и анализаторов на основе CdTe (CdZnTe) в системы контроля технологических параметров и диагностики оборудования ядерно-энергетических установок проработаны с АО «СНИИП», АО «Гидропресс», АО «НИКИЭТ», АО «ФЦНИВТ «СНПО «Элерон».

Ниже приведены экспериментальные исследования спектрометра энергий гамма-излучения на основе CdZnTe детектора.

5.1. Измерение технических характеристик детекторов копланарной конструкции на основе CdZnTe

Измерения спектрометрических и электрических характеристик копланарных CdZnTe детекторов проводились в соответствии с разработанной методикой (см. раздел 4.4) с использованием разработанного технологического блока детектирования гамма-излучения на основе копланарного детектора типа БДЕГ-Т-ЗК. В состав спектрометрического тракта входят:

- блок высокого напряжения типа «Canberra» мод.31020D в количестве 2 шт.;
- спектрометрический усилитель типа «Ortec» мод.570;
- блок генератора импульсов типа ГСИ-02;

- спектрометрический аналогово-цифровой преобразователь АЦП 8К-2, устанавливаемый в компьютер;
- программа обработки спектров «Angamma»;
- цифровой четырехканальный осциллограф типа АКТАКОМ 5304.

При проведении измерений использовались образцовые спектрометрические гамма-источники из комплекта ОСГИ, включающие ^{137}Cs , ^{241}Am , ^{57}Co , ^{133}Ba , ^{60}Co .

Разработанный блок детектирования БДЕГ-Т-ЗК (с детектором размером $10 \times 10 \times 5$ мм) показан на рисунке 5.1.



Рисунок 5.1. Технологический блок детектирования БДЕГ-Т-ЗК

Для измерения вольт-амперных характеристик копланарного детектора использовались следующие приборы:

- пикоамперметр Keitley 4785;
- блок высокого напряжения «Canberra» 31020D;
- мультиметр MASTECHMS 8268.

Измерения проводились с использованием разработанного специализированного технологического блока, внешний вид которого показан на рисунке 5.2.

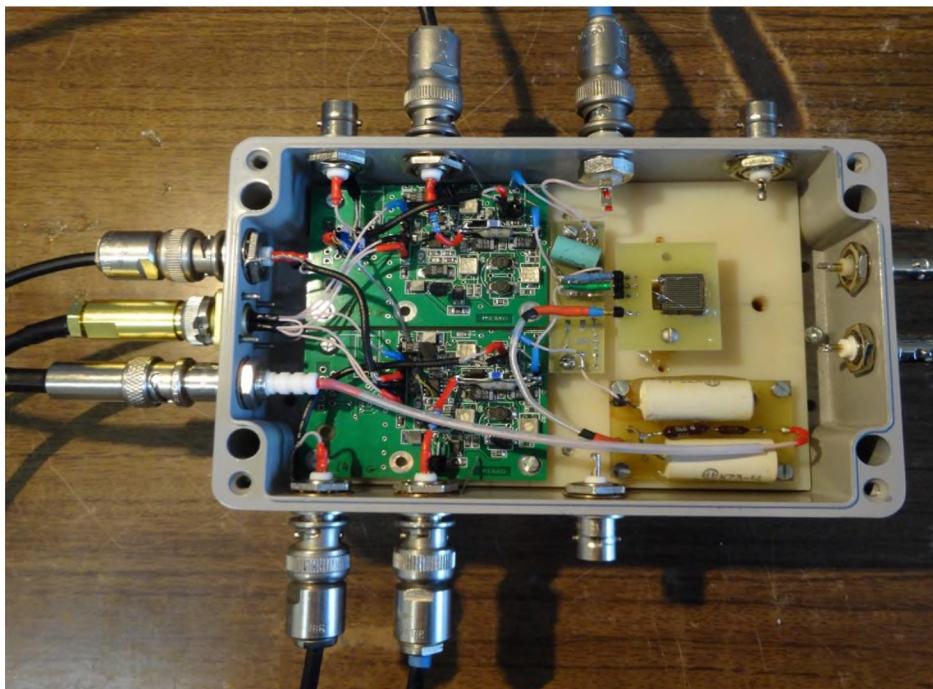


Рисунок 5.2. Технологический блок для измерения электрических характеристик копланарных детекторов

5.2. Результаты измерений технических характеристик детекторов копланарной конструкции на основе CdZnTe

В таблице 5.1 показаны некоторые конструктивные размеры изготовленных образцов копланарных CdZnTe детекторов, заложенные при разработке фотошаблонов.

Таблица 5.1. Конструктивные характеристики изготовленных копланарных детекторов

Наименование конструктивного параметра	Действительные значения результата измерений				
	№ 1-261 5×5×5 мм	№ 2-299 10×10×5 мм	№ 3-262 10×10×5 мм	№ 4 10×10×10 мм	№ 5 10×10×10 мм
Величина пинча, мкм	340	520	370	535	535
Межсеточный промежуток, мкм	190	260	185	285	285
Общее количество полос	10	18	24	16	16

На изготовленных 5 экспериментальных образцах CdZnTe детекторов копланарной конструкции размером $5 \times 5 \times 5$ мм, $10 \times 10 \times 5$ мм и $10 \times 10 \times 10$ мм проводились измерения электрических и спектрометрических характеристик.

На рисунке 5.3 представлены вольт-амперные характеристики копланарных детекторов №1 и №2.

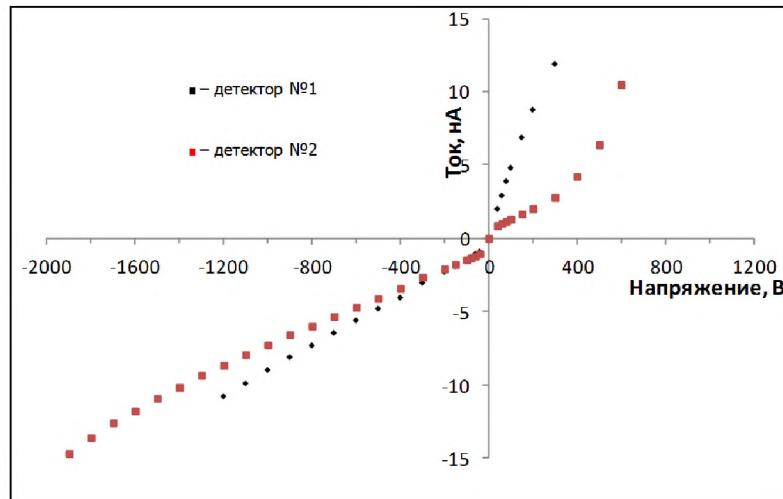


Рисунок 5.3. Вольт-амперная характеристика копланарных детекторов № 1 и № 2

На рисунке 5.4 представлены вольт-амперные характеристики межсеточного сопротивления копланарных детекторов № 1 ($5 \times 5 \times 5$ мм) и № 2 ($10 \times 10 \times 5$ мм), измеренные при температуре 23°C . Удельное сопротивление и межсеточное сопротивление копланарных детекторов, рассчитанные из результатов измерений и значений токов утечки при напряжении минус 1000 В (данная величина близка к рабочим напряжениям измеряемых детекторов) показаны в таблице 5.2.

Удельное сопротивление детектора определялось по формуле:

$$\rho = \frac{U}{I} \frac{S}{h}, \quad (5.1)$$

где S и h – площадь центрального электрода и толщина детектора, I – ток утечки при напряжении U .

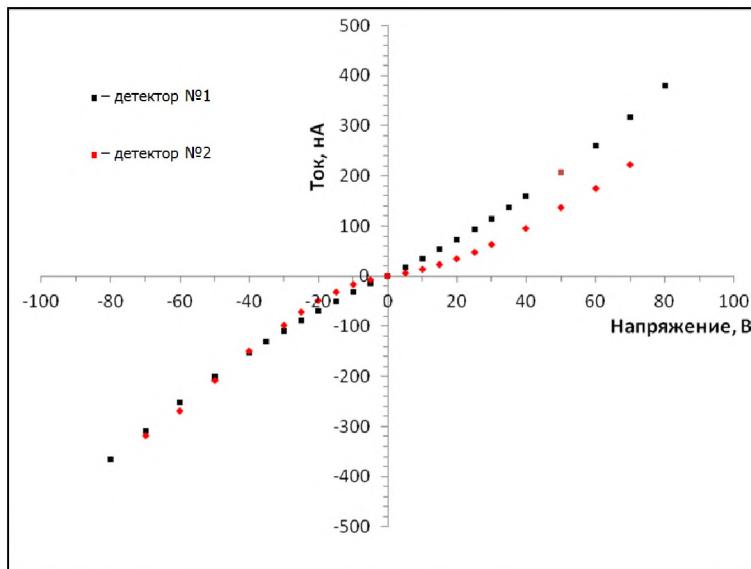


Рисунок 5.4. Вольт-амперная характеристика межсеточного сопротивления копланарных детекторов № 1 ($5 \times 5 \times 5$ мм) и № 2 ($10 \times 10 \times 5$ мм)

Таблица 5.2. Электрические характеристики копланарных детекторов

Наименование измеряемой характеристики	Действительные значения результата измерений				
	№ 1-261 $5 \times 5 \times 5$ мм	№ 2-299 $10 \times 10 \times 5$ мм	№ 3-262 $10 \times 10 \times 5$ мм	№ 4 $10 \times 10 \times 10$ мм	№ 5 $10 \times 10 \times 10$ мм
Удельное сопротивление, Ом·см	$2,2 \cdot 10^{10}$	$7,7 \cdot 10^{10}$	$1,0 \cdot 10^{11}$	$8,5 \cdot 10^{10}$	$5,9 \cdot 10^{10}$
Межсеточное сопротивление, ГОм	0,31	0,77	0,20	1,05	2,33
Удельное межсеточное сопротивление, ГОм·см	85,5	474	234	440	684
Ток утечки при напряжении минус 1000В, нА	9,0	7,3	5,7	4,9	5,9

Межсеточное сопротивление R рассчитывалось из результатов измерения токов утечки I_+ и I_- через межсеточный промежуток при напряжении U_+ , равном плюс (+) 5В и при U_- минус (-) 5В, поданных на межсеточный промежуток, по формуле:

$$R = \left(\frac{U_+}{I_+} + \frac{U_-}{I_-} \right) / 2 \quad (5.2)$$

Удельное межсеточное сопротивление ρ_w ($\text{ГОм}\cdot\text{см}$) определялось как:

$$\rho_w = R \frac{L}{p}, \quad (5.3)$$

где L и p – суммарная длина и ширина межсеточного промежутка.

На рисунке 5.5 показаны осциллограммы выходных сигналов при измерении амплитудных спектров источника гамма-излучения ^{137}Cs копланарным детектором размером $5\times 5\times 5$ мм. Напряжение на детекторе равно минус 1000 В. Межсеточное напряжение – 50 В. Время формирования импульса – 1 мкс. Как видно из рисунка, форма сигналов с предусилиелей, подключенных к собирающей и несобирающей сеткам и форма выходного сигнала имеют ожидаемый вид.

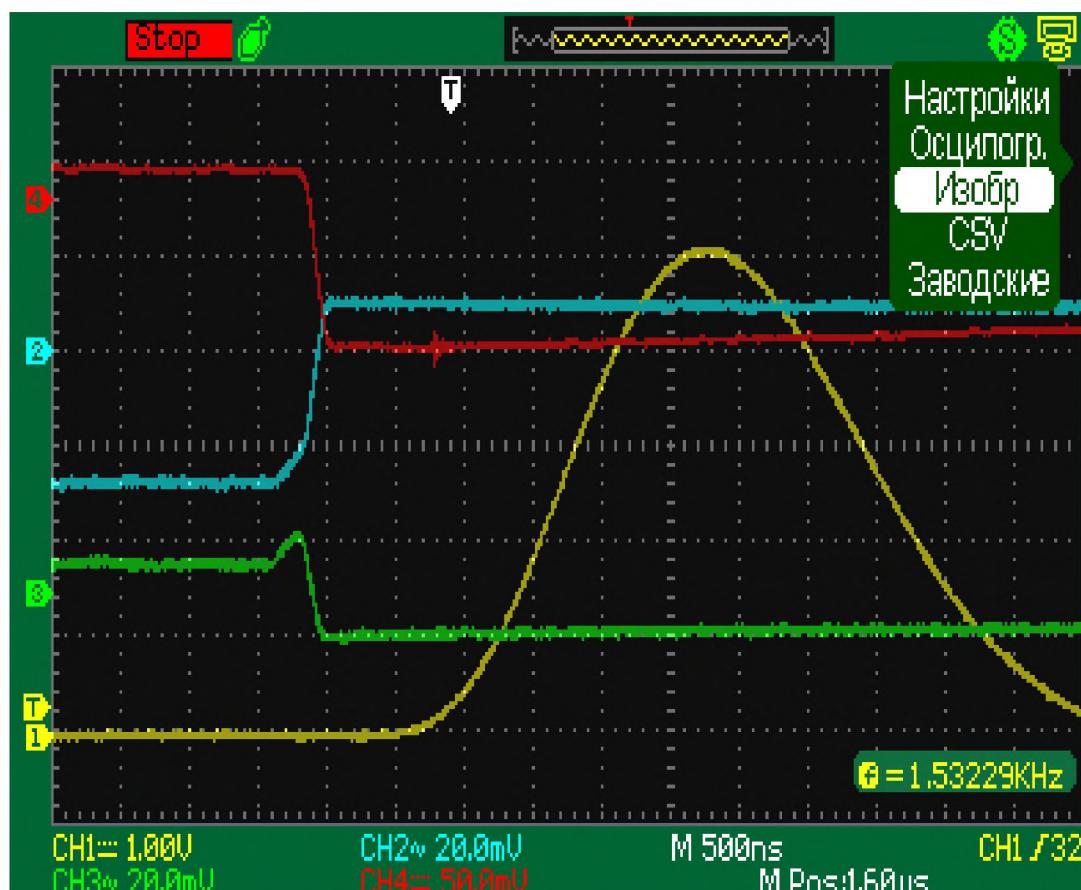


Рисунок 5.5. Форма выходных сигналов при измерении спектрометрических характеристик: 1 - сигнал с выхода усилителя-формирователя «Ortec» мод.570; 2 - сигнал с выхода ПУ (несобирающая сетка); 3 - сигнал с выхода ПУ (собирающая сетка); 4- сигнал с выхода ПУ блока детектирования БДЕГ-Т-3К

Спектрометрические характеристики каждого из исследованных копланарных детекторов измерялись с помощью технологического блока детектирования гамма-излучения БДЕГ-Т-ЗК. Выход предусилителя подключался к входу спектрометрического усилителя ORTEC, далее обработка сформированного сигнала производилась с помощью многоканального анализатора на базе персонального компьютера.

В рамках данной работы были измерены спектры от источников гамма-излучения ^{137}Cs , ^{241}Am , ^{57}Co , ^{133}Ba . Облучение детекторов происходило со стороны катода детекторов. Измерение спектров радионуклида ^{137}Cs можно проводить, облучая детектор с разных сторон, при этом спектр изменяется в низком диапазоне энергий.

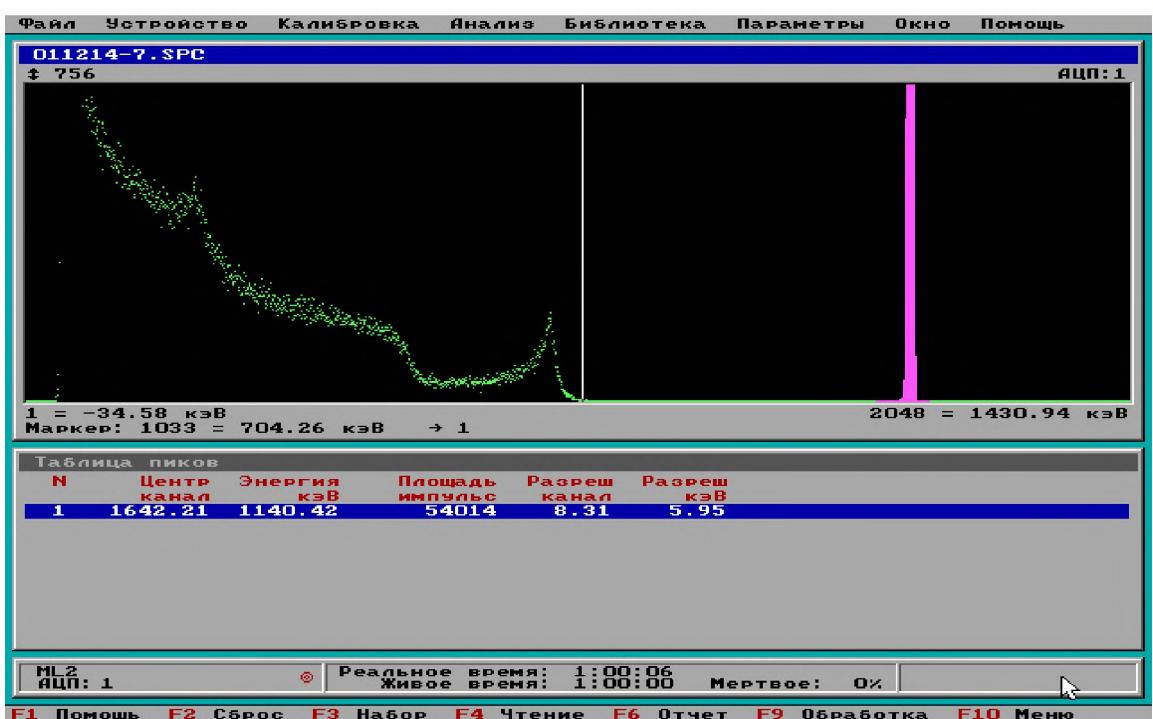


Рисунок 5.6. Амплитудный спектр источника гамма-излучения ^{137}Cs , измеренный детектором №1 (копланарный детектор $5 \times 5 \times 5$ мм)

На рисунках 5.6 и 5.7 приведены спектры излучения нуклидов ^{137}Cs и ^{133}Ba , измеренные детектором № 1, при напряжении на детекторах 1000 В, межсеточном напряжении 50 В и постоянной времени формирования 1 мкс. Энергетическое разрешение детектора по линиям с энергиями 31 кэВ, 81 кэВ

и 662 кэВ составило 8,0; 7,0 и 24,8 кэВ, соответственно. Энергетический эквивалент уровня шума составил 6,4 кэВ.



Рисунок 5.7. Спектр амплитудного распределения импульсов гамма-излучения нуклида ^{133}Ba , измеренный детектором №1

Спектры гамма-излучения источников ^{137}Cs и ^{133}Ba , измеренные с помощью копланарных детекторов №2 и №3 размером $10 \times 10 \times 5$ мм, представлены на рисунках 5.8 и 5.9. Энергетическое разрешение измеренных детекторов по линиям 31 кэВ, 59,5 кэВ; 81 кэВ и 662 кэВ составило 8,7; 7,5 7,8 и 11,8 кэВ, соответственно. Шумовой вклад при этом равен 7,2 кэВ. Сравнение спектров, измеренных с помощью детекторов с размерами $5 \times 5 \times 5$ мм и $10 \times 10 \times 5$ мм, подтверждает важность оптимизации конструкции сеточных электродов для обеспечения однородного сбора носителей.

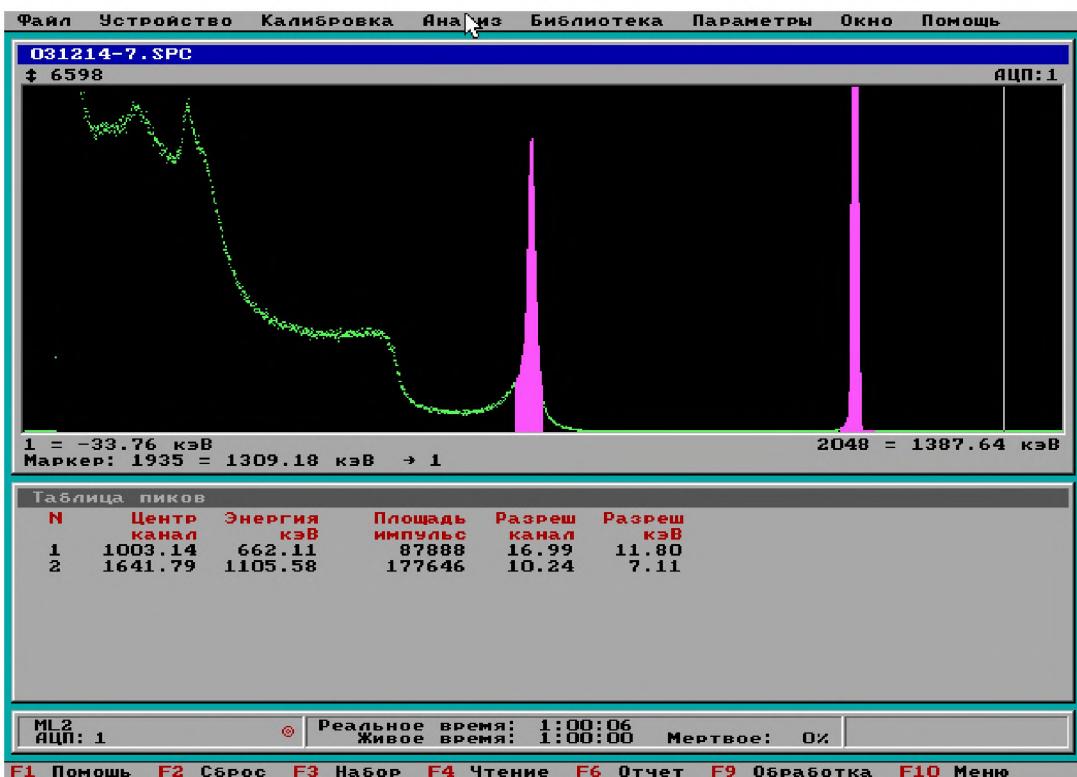


Рисунок 5.8. Амплитудный спектр источника гамма-излучения ^{137}Cs
(копланарный детектор №3, $10 \times 10 \times 5$ мм)

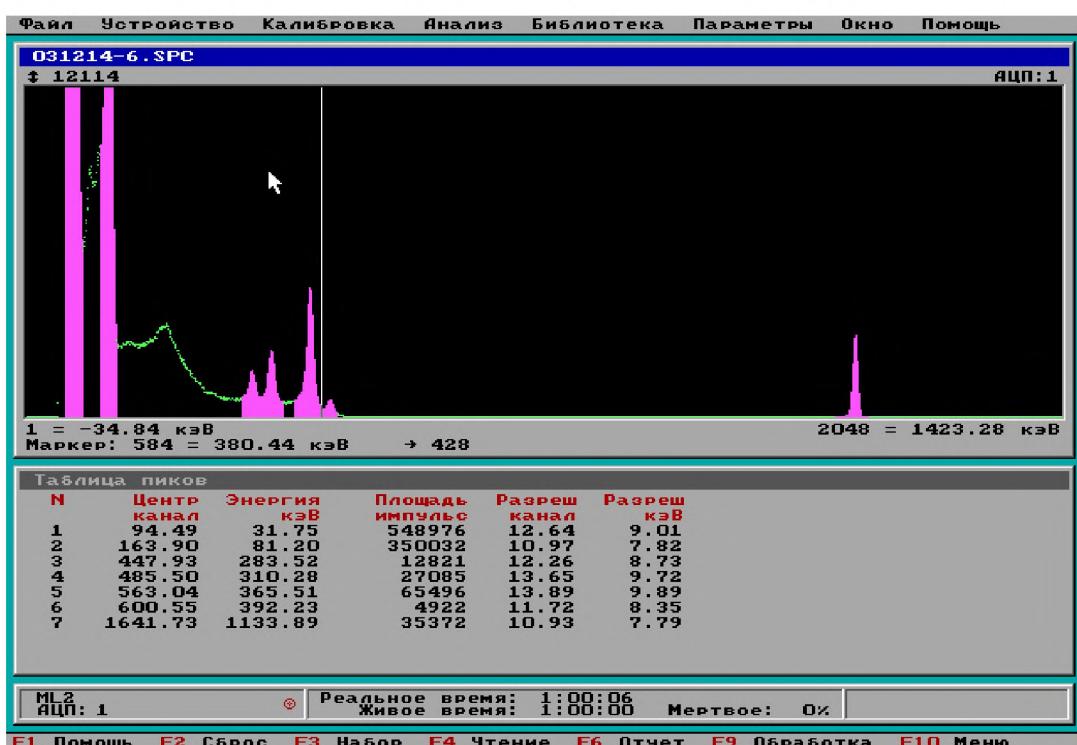


Рисунок 5.9. Амплитудный спектр источника гамма-излучения ^{133}Ba
(копланарный детектор №2 $10 \times 10 \times 5$ мм)

Как видно из рисунка 5.8, форма линии пика полного поглощения источника гамма-излучения ^{137}Cs далека от идеальности. При относительно хорошей величине полуширины пика на половине высоте (ПШПВ), равной 11,8 кэВ, энергетическое разрешение на 1/10 высоты составляет около 68 кэВ. Как следствие, детекторы имеют сравнительно невысокое отношение максимума пика полного поглощения к комптоновскому распределению, равное 2.8-2.9. По-видимому, это связано с плохой однородностью периферийной структуры детектора. Точное установление причин формирования несимметричных спектров требует проведения дополнительных исследований.

Спектры излучения источников ^{137}Cs , ^{241}Am , ^{57}Co , ^{133}Ba измерялись также копланарными детекторами №4 и №5, имеющими больший объем чувствительной области, размером ($10 \times 10 \times 10$ мм) и приведены на рисунках 5.10 – 5.13. Напряжение на катоде составляло 1000 В. Межсеточное напряжение – 30 В.

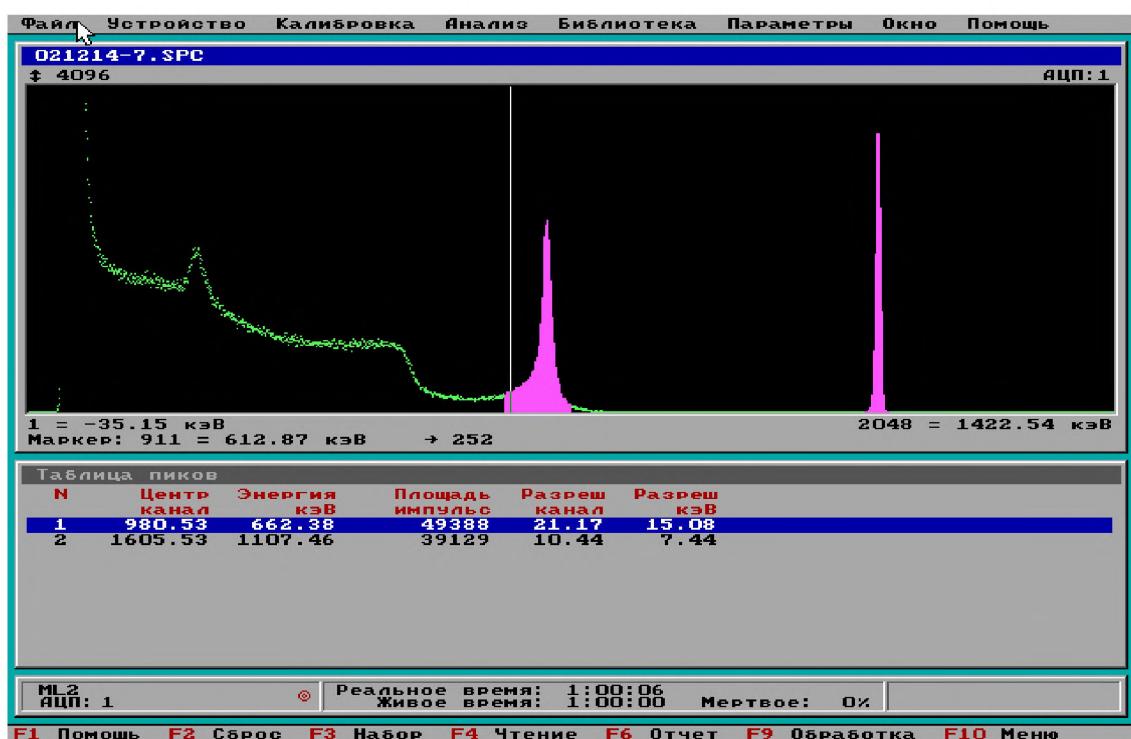


Рисунок 5.10. Амплитудный спектр от источника гамма-излучения ^{137}Cs
(копланарный детектор №4, $10 \times 10 \times 10$ мм)

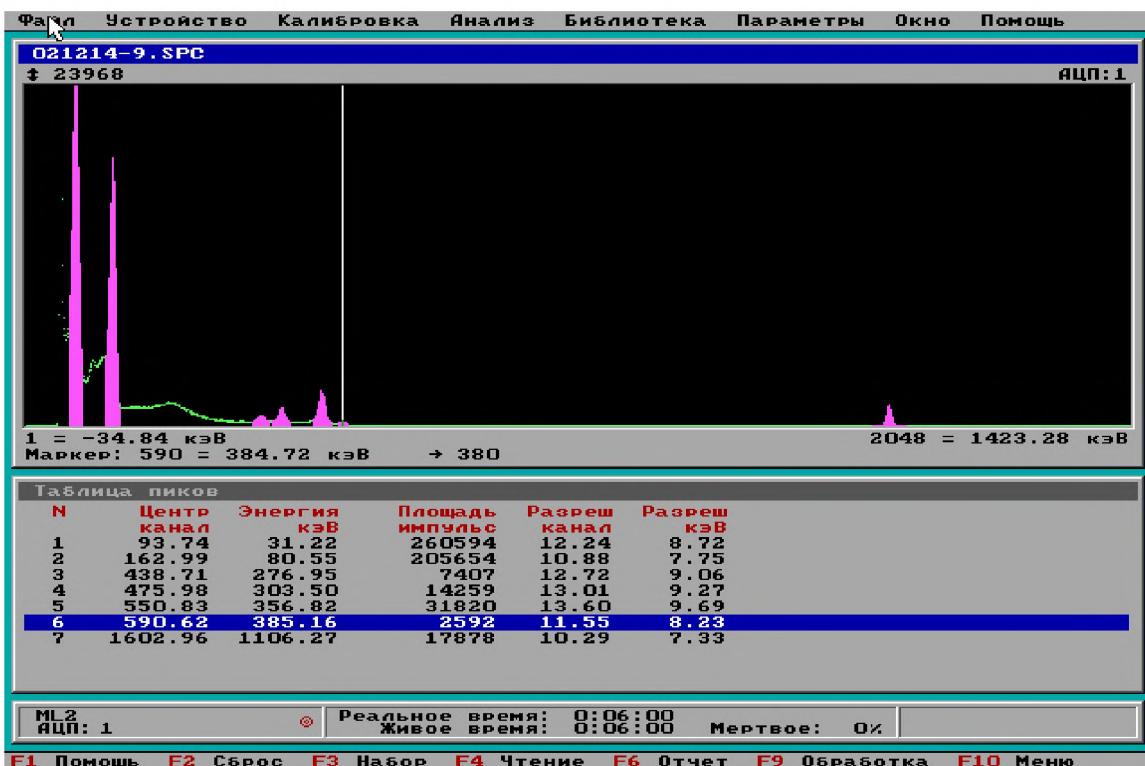


Рисунок 5.11. Спектр амплитудного распределения импульсов гамма-излучения нуклида ^{133}Ba (образец №4, $10 \times 10 \times 10$ мм)

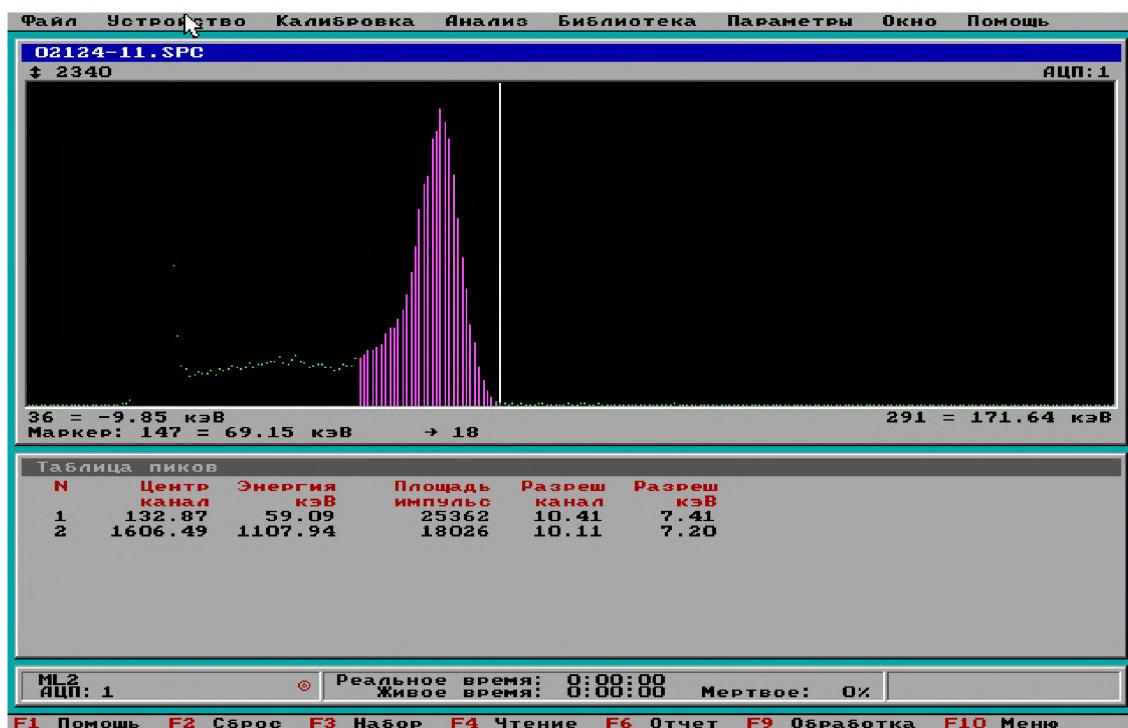


Рисунок 5.12. Спектр амплитудного распределения импульсов гамма-излучения от источника ^{241}Am (образец №5, $10 \times 10 \times 10$ мм)

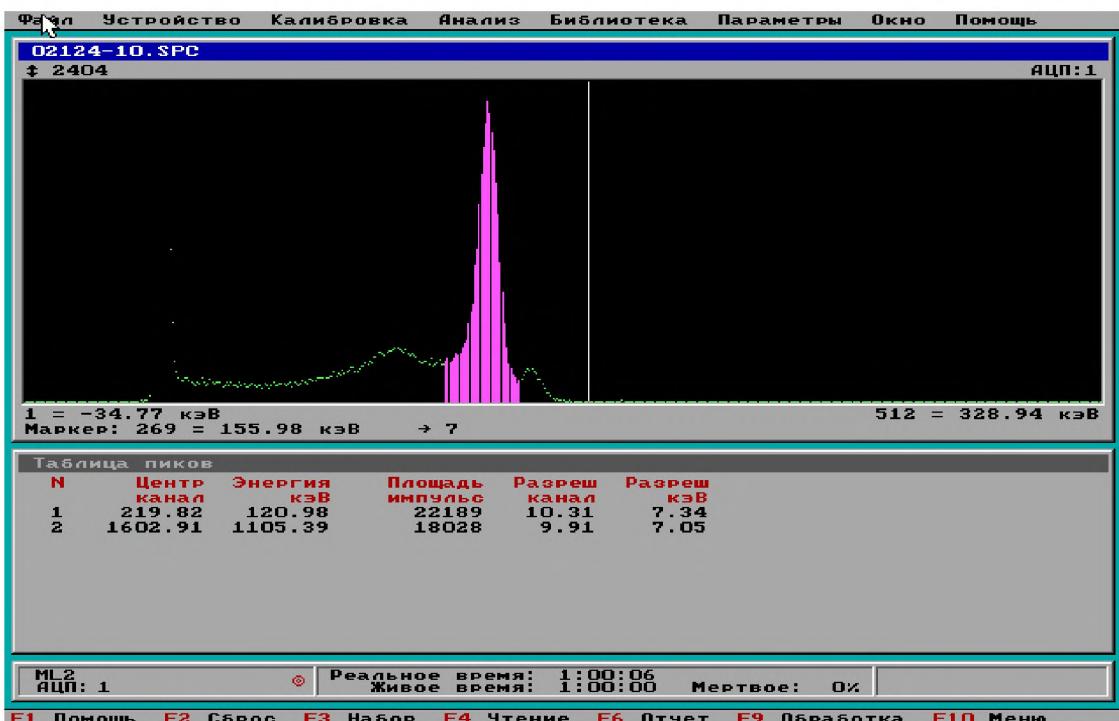


Рисунок 5.13. Спектр амплитудного распределения импульсов гаммаизлучения от источника ^{57}Co (образец №5)

Энергетическое разрешение детекторов (ПШПВ) по линиям с энергиами 31 кэВ; 59,5 кэВ; 81 кэВ; 122 кэВ и 662 кэВ составило 8÷9; 7,4; 6,92÷7,82; 7,34 и 11,8÷ 15,1 кэВ, соответственно.

Результаты измерений энергетического разрешения изготовленных экспериментальных образцов копланарных детекторов по энергии 662 кэВ представлены в таблице 5.3. Из приведенных в таблице данных следует, что полученные результаты не уступают данным, доступным в зарубежной литературе. Следует отметить, что результаты измерений практически не отличаются при временах формирования спектрометрического тракта 1 мкс и 2 мкс.

Зависимость энергетического разрешения (ПШПВ) и энергетического эквивалента уровня шума (ЭЭШ) от приложенного межсеточного напряжения при напряжении на катоде 1000 В показана на рисунке 5.14.

Основные результаты главы опубликованы в работе [A2, A7].

Таблица 5.3. Спектрометрические характеристики копланарных детекторов

Характеристика	Номера экспериментальных образцов копланарных детекторов				
	№ 1-261	№2-299	№3-262	№ 4	№ 5
Геометрические размеры, мм	5×5×5	10×10×5	10×10×5	10×10×10	10×10×10
Измеренное энергетическое разрешение по энергии ^{137}Cs , %	3,9	2,4	2,1	3,4	4,2

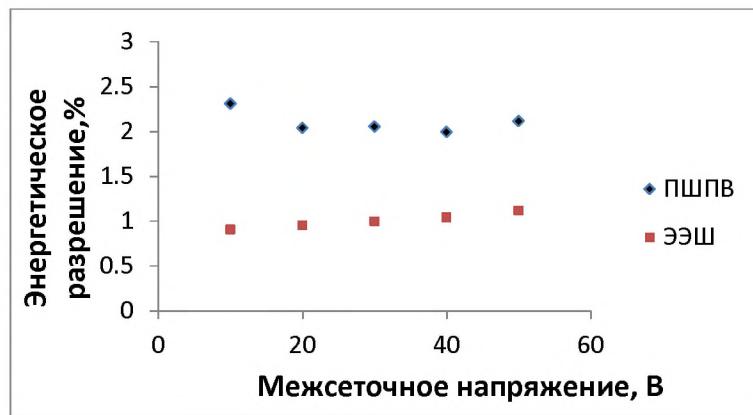


Рисунок 5.14. Зависимость энергетического разрешения копланарного детектора от межсеточного напряжения

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

В ходе выполнения работы разработана комплексная методика исследования характеристик монокристаллов CdTe и CdZnTe, включающая измерение ВАХ и удельного сопротивления образцов; измерение эффективности сбора и подвижности носителей; измерение спектральных характеристик фотопроводимости; создана математическая модель процесса сбора заряда и формирования амплитудного спектра в детекторах на основе CdTe, CdZnTe при облучении гамма-квантами; экспериментально изучена связь электрофизических характеристик с прецизионными спектрометрическими характеристиками; разработан технологический блок детектирования гамма-излучения и выполнено и выполнено измерение технических характеристик изготовленных детекторов копланарной конструкции на основе CdZnTe.

По результатам работы сделаны следующие выводы:

1. Результаты сравнения аппаратурных спектров гамма-излучения, полученные с помощью статистического моделирования методом Монте-Карло, с экспериментальными данными, полученными при измерении характеристик детектирующих структур показали адекватность принятой модели физических процессов, описывающих поглощение энергии гамма-квантов и транспорт носителей заряда.
2. Установлено, что для создания высокоэффективных детекторов на основе монокристаллов необходимо обеспечивать электрофизические параметры материала в пределах: удельное сопротивление 10^{10} Ом·см, транспортные характеристики (для электронов, $\mu\tau_e$): $(3\div30)\cdot10^{-3}$ для CdZnTe и $(1\div3)\cdot10^{-3}$ см²/В для CdTe.

3. Лучшие параметры транспортного переноса $\mu\tau_e$ электронов $(4\div7)\cdot10^{-3}$ см²/В имеют детектирующие структуры CdZnTe производства «RedlenTechnologiesInc.». Эти же детекторы обладают наименьшими токами утечки 1-10 нА (плотность тока при электрическом поле 600 В/см около 2,5 нА/см²) и удельным сопротивлением $(2\div6)\cdot10^{10}$ Ом·см. Данные образцы

являются наилучшим материалом для копланарных, стриповых, пиксельных и полусферических детекторов.

4. На транспортные характеристики монокристаллов CdTe и CdZnTe основное влияние оказывает наличие глубоких ловушек и степень из заполнения. С использованием разработанной установки для измерения спектров метод токовой релаксационной спектроскопии глубоких уровней (ТРСГУ) зафиксированы в монокристаллах ловушки с энергией: (0.32-0.33) эВ (основной тип, связан с антиструктурным дефектом Te_{Cd}); центры на основе катионных вакансий: (0.19-0.23) эВ, (0.44-0.46) эВ, (0.65-0.83) эВ; дырочный центр (0.91-0.94) эВ. Хорошие параметры транспортного переноса μ_{t_e} электронов на детекторных структурах CdZnTe определяются малой концентрацией глубоких и мелких центров захвата носителей.

5. На качество детекторов и приборов на их основе влияют конструктивные элементы (величина питча, конструкция сеточных электродов, межсеточный промежуток, общее количество полос), параметры технологии изготовления детекторов (подготовка поверхности и формирование контактов), однородность монокристаллов и их электрофизические характеристики. Измеренные спектры от источников гамма-излучения ¹³⁷Cs, ²⁴¹Am, ⁵⁷Co, ¹³³Va подтверждают высокое энергетическое разрешение детекторов и подтверждает важность оптимизации конструкции сеточных электродов для обеспечения однородного сбора носителей (измеренное энергетическое разрешение изготовленных экспериментальных образцов копланарных детекторов по энергии 662 кэВ (¹³⁷Cs) составляет 3,9-4.2%).

Выражаю благодарность коллективу отдела детекторов ионизирующих излучений АО «ИФТП», Газизову И.М., Ольневу А.А. и, особенно, Харитонову Ю.П. за полезные обсуждения технических и научных проблем, связанных с данной работой.

Список публикаций автора

В изданиях, рекомендованных ВАК РФ:

- A1. Хлебников И.Б., Худых Г.В., Смирнов А.А., Приладышев А.А., Неганов А.В., Липин М.В., Залетин В.М. Эволюция безазотных спектрометров γ -излучения на основе полупроводниковых детекторов из особочистого германия // Атомная энергия. 2013. Т. 114. Вып. 1. С. 29-33.
- A2. Газизов И.М., Смирнов А.А., Федорков В.Г., Харитонов Ю.П., Хрунов В.С., Залетин В.М. Неохлаждаемые детекторы на основе CdTe и CdZnTe для спектрометрии γ -излучения // Атомная энергия. 2016. Т. 121. Вып. 5. С. 285-290.
- A3. Смирнов А.А., Каплунов И.А., Ольнев А.А., Никифорова А.Н. Разработка математической модели процесса сбора заряда и формирования спектра в детекторах на основе CdTe (CdZnTe) при облучении гамма-квантами // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. Тверь: ТвГУ, 2017. Вып. 9. С. 465-474.
- A4. Газизов И.М., Каплунов И.А., Никифорова А.Н., Ольнев А.А., Смирнов А.А. Электрофизические характеристики монокристаллов |CdTe| и |CdZnTe| для неохлаждаемых полупроводниковых детекторов ядерного излучения // Физические основы приборостроения. 2017. Т.6. №4(26) С. 58-63.

В других изданиях:

- A5. Хлебников И.Б., Приладышев А.А., Смирнов А.А., Липин М.В. Создание и исследование спектрометра гамма-излучения с «безазотной» микрокриогенной системой охлаждения полупроводникового детектора // Ядерные измерительно-информационные технологии. 2010. № 3. С. 17-21.
- A6. Хрунов В.С., Чебышов С.Б., Смирнов А.А., Кадилин В.В., Федорков В.Г., Кузьменко С.И., Тюрин Е.М., Гавриков И.В., Небольсин В.О., Каплун А.А. Исследование эффекта поляризации и методы борьбы с ней в полупроводниковых детекторах на основе кристалла CdTe // Ядерные информационно-измерительные технологии. 2012. № 4 (44). С. 67-76.

- A7. Хрунов В.С., Петухов Ю.А., Харитонов Ю.П., Смирнов А.А., Ольнев А.А., Тюрин Е.М., Гавриков И.В. Блок детектирования на основе теллурида кадмия. Методы и технологии // Ядерные информационно-измерительные технологии. 2012. № 3 (43). С. 111-115.
- A8. Баранов А.Н., Марков А.П., Смирнов А.А., Залетин В.М., Хозяинов М.С. Оперативный элементный анализ металлосодержащих природных и техногенных материалов // Каротажник. 2013. №6(228). С.53-63.
- A9. Баринов А.В., Сергеев Д.С., Кинжагулов И.Ю., Смирнов А.А., Степанова К.А., Калошин В.А., Перфилов А.М., Мачихин А.С. Автоматизированный комплекс контроля толщины технологических покрытий элементов ЖРД // Труды НПО Энергомаш им. академика В.П. Глушко. 2015. Т. 1. № 32 (1). С. 275-288.
- A10. Миллер М.Б., Федорков В.Г., Хрунов В.С., Газизов И.М., Смирнов А.А., Каплунов И.А. Транспортные характеристики монокристаллов CdTe и CdZnTe для неохлаждаемых полупроводниковых детекторов ядерного излучения // Труды XIII Международной конференции «Перспективные технологии, оборудование и аналитические системы для материаловедения и наноматериалов». Курск: ЮЗГУ; НИТУ «МИСиС», 2016. Ч. 2. С.133-139.
- A11. Смирнов А.А., Каплунов И.А., Мачихин А.С., Ольnev А.А. Новые материалы для неохлаждаемых полупроводниковых детекторов ионизирующих излучений // Физика и технология наноматериалов и структур: сборник научных статей 3-й Международной научно-практической конференции. Курск: ЗАО «Университетская книга», 2017. Т. 1. С. 327-332.
- A12. Смирнов А.А., Газизов И.М., Ольнев А.А., Федорков В.Г., Каплунов И.А. Измерение характеристик CZT детекторов при оптическом возбуждении носителей заряда с возможностью сканирования лазерным пучком // Сборник научных трудов VI Международной конференции по фотонике и информационной оптике. М.: НИЯУ МИФИ, 2017. С. 518-519.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1 Аркадьева Е.Н., Матвеев О.А., Рудь Ю.В., Рывкин С.М. О возможности использования теллурида кадмия для создания *n-p* детекторов гамма-квантов // ЖТФ. 1966. Т. 36. № 6. С. 1146-1148.
- 2 Аркадьева Е.Н., Маслова Л.В., Матвеев О.А., Рудь Ю.В. О спектрометрии а частиц n-p счетчиками на основе теллурида кадмия // ФТП. 1967. Т 1. № 5. С. 805-806.
- 3 Mayer J.W. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. 1966. Vol. 43. P. 55.
- 4 Arkadeva E.N., Maslova L.V., Matveev O.A., Ryvkin S.M., Rud Y.V. On the CdTe detectors // IEEE Transactions on Nuclear Science. 1968. Vol. NS-15. N. 3-4. P. 258-259.
- 5 Akutagawa W., Zanio K.R. The possibilities of using CdTe as gamma spectrometer // IEEE Transactions on Nuclear Science 1968. Vol. NS-15. N. 3-4. P. 266-274.
- 6 Cornet A., Siffert P., Coche A., Triboulet R. Cadmium telluride surface barrier detectors // Applied Physics Letters. 1970. Vol. 17. P. 432-436.
- 7 Takahashi T., Mitani T., Kobayashi Y., Kouda M., Sato G., Watanable S., Nakazawa K., Okada Y., Funaki M., Ohno R., Mori K. High Resolution Schottky CdTe Detector // IEEE Tr. Nucl. Sci. 2002. V. 49. P. 1297- 1303.
- 8 Khusainov A.K. , Dudin A.I., Ilves A.G., Morozov V.F., Pustovoit A.K., Arlt R.D. High performance p-i-n CdTe and CdZnTe detectors // NIM. 1999. A428. P. 58-65.
- 9 Luke P.N. Unipolar charge sensing with coplanar electrodes-application to semiconductor detectors // IEEE Tr. Nucl. Sci. 1995. V.42. P. 207-213.
- 10 Акимов Ю.К. Газовые детекторы ядерных излучений. Дубна: ОМЯИ, 2011. 243 с.
- 11 Ramo S. Currents Induced by Electron Motion // Proc. IRE. 1939. V. 27. 584-585.
- 12 He Z. et al. // NIM. 1997. A388. P. 180.
- 13 Hecht K. Zum Mechanismus des lichtelektrischen Primärstromes in isolierenden Kristallen // Z. Physik. 1932. V. 77. 235-237.

- 14 Veale M.C., Seliiin P.J., Lohstroh A., Davies A.W., Parkin J., Seller P. // NIM. 2007. V. 576. 90.
- 15 Prokesgh V., Szeles C. // J. Appl.Phys. 2006. Vol. 100. 01450.
- 16 Grill R., Franc J., Elhadidy H., Belas E., Uxa S., Bugar M., Moravec P., Hoschl P. // IEEE Tr. Nucl. Sci. 2012. Vol. 59. P. 2383.
- 17 Abele J.C., Kremer R.E., Blakmore J.S. // J. Appl.Phys. 1987. V. 62. 2432.
- 18 Franc J., Grill R., Hlidek P., Kubat J., Hoschl P. // IEEE Tr. Nucl. Sci. 2005. Vol. 2. P. 937.
- 19 Ui Y., Groza M., Hilman D., Burger A., James R.B. // J. Appl.Phys. 2002. Vol. 92. P. 2556.
- 20 Marchini L., Zappettini A., Gombia E., Mosca R., Lannata M., Pavesi M. // IEEE Tr. Nucl. Sci. 2009. Vol. 56. P. 1823.
- 21 Zumbeichl A., Hage-Ali M., Fougeres P., Regal R., Siffert P. // J. Cryst. Growth. 1999. Vol. 197. P. 650.
- 22 Antonis P.De, Morton E.J., Podd F.J.W. // IEEE Tr. Nucl. Sci. 1996. Vol. 43. P. 1487.
- 23 Fink J., Lodomez P., Kruger H., Pernegger H., Weilhammer P., Wermes N. TCT characterization of different semiconductor materials for particle detection // NIM. 2006. Vol. 565. P. 227-233.
- 24 Manfredotti C., Fizzotti F., Polesello P., Vittone E. A realistic simulation of CdTe gamma-ray detectors // NIM. 1996. Vol. A380. N. 1-2. P. 145-147.
- 25 Ландау Л.Д., Лифшиц Ю.М. Теоретическая физика. Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1989. 728 с.
- 26 Chu S., Ekstrom L., Firestone. The LUND/LBNL Nuclear Data Search. [Электронный ресурс]. Режим доступа: <http://nucleardata.nuclear.lu.se> 1999г.
- 27 Geant4.ver 9.6.0 Physics Reference Manual.
- 28 Messel H. and Crawford D.F. Electron–Photon Shower Distribution Function, Pergamon Press. Oxford : Pergamon Press, 1970.
- 29 Stopping power for electrons and positrons (ICRU Report 37), 1984.
- 30 Lewis H.W. // Phys. Rev. 1950. Vol. 78. P. 526.

- 31 Trammel R., Walter F.J. // NIM. 1969. Vol. 76. P. 317.
- 33 Devanathan R., Corales L.R., Gao F., Weber W.J. // NIM A. 2006. 565. P. 637.
- 33 Strokan N.B., Lomaskevich C.A., Makovsky L.L., et al. // NIM. 1971. Vol. 93 P. 277.
- 34 Radeka V. // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1988. Vol. 38. P. 217.
- 35 Kozorezov A.G., Wigmore J.K., Owens A., et al. // NIM. 2005. Vol. 546. P. 209.
- 36 [Электронный ресурс]. Режим доступа: <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>
- 37 Allison J., Amako K., Apostolakis J. et al. Geant4 development and applications // IEEE Tr. Nucl. Sci. 2006. Vol. 53. No.1 P. 270.
- 38 Cullen D.E., Hubbell J.H., and Kissel L. «EPDL97: the Evaluated Photon Data Library, '97 Version," UCRL-50400». Vol. 6. Rev. 5, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA, (September 1997). [электронный ресурс]. Режим доступа: <http://www-nds.iaea.org/epdl97/>
- 39 Perkins S.T., Cullen D.E., Seltzer S.M. «Tables and Graphs of Electron-Interaction Cross-Sections from 10 eV to 100 GeV, derived from the LLNL Evaluated Electron Data Library (EEDL), Z=1-100" UCRL-50400». (Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, California, 1991). Vol. 31. 12 p.
- 40 Perkins S.T., Cullen D.E., Chen M.H., Hubbell J.H., Rathkopf J., Scofield J., «Tables and Graphs of Atomic Subshell and Relaxation Data, derived from the LLNL Evaluated Atomic Data Library (EADL), Z=1-100», UCRL-50400» (Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, California, 1991). Vol. 30.
- 41 Gavrla M. Relativistic K–Shell Photoeffect // Phys. Rev. 1959. Vol. 113. P. 514-536.
- 42 Fano V., McVoy K.W., Alberts J.R. Sauter theory of the photoelectric effect // Phys. Rev. 1959. Vol. 116. P. 147-158.
- 43 Hubbeir J.H. Summary of Existing Information on the Incoherent Scattering of Photons particularly on the Validity of the Use of the Incoherent Scattering Function // Radiat. Phys. Chem. 1997. V. 50. No 1. P. 113.
- 44 Hubbell J.H. et al. Relativistic Atom Form Factors and Photon Coherent Scattering Cross Sections // J.Phys.Chem.Ref.Data. 1979. Vol. 8. P. 69.
- 45 Ford R., Nelson W. // SLAC-210, UC-32 (1978)

- 46 Tsai Y.S. // Rev. Mod. Phys. 1977. Vol. 49. P. 421.
- 47 Koch H.W. and Motz J.W. Bremsstrahlung Cross-Section Formulas and Related Data // Rev. Mod. Phys. 1959. Vol. 31. P. 920.
- 48 Urban L. A multiple scattering model // CERN-OPEN-2006-077. 2006. 18.
- 49 Nemirovsky Y., Asa G., Gorelik J., Peyser A. Spectroscopic evaluation of n-type CdZnTe gamma-ray spectrometers // J. Electronic Materials. 2000. Vol. 29. Is. 6. P. 691–698.
- 50 Ruzin A., Nemirovsky Y. Methodology for evaluation of mobility-lifetime product by spectroscopy measurements in CdZnTe spectrometers // J. Appl. Phys. 1997. Vol. 82. P. 4166.
- 51 Miyajima S., Sakuragi H., Matsumoto M. Response of CdZnTe detector in measurement of diagnostic x-ray spectra // KEK Proceedings. 200. Vol. 200-20. P. 242-249.
- 52 Baier N., Brambilla A., Feuillet G., Renet S. and Sellin P. EBIC and IBIC Imaging on Polycrystalline CdTe // NIM A. 2007. Vol. 576. N 1. P. 5–9.
- 53 Mathew X. // Solar Energy Materials & Solar Cells. 2003. Vol. 76. P. 225–242.
- 54 Grill R., Franc J., Elhadidy H., Belas E., Uxa Š., Bugar M., Moravec P., and Hoschl P. Theory of Deep Level Spectroscopy in Semi-Insulating CdTe // IEEE Transactions on Nuclear Science. 2012. Vol. 59(5). P. 2383- 2391.
- 55 Rakhshani A.E. // Phys. Stat. Sol. (A). 1998. Vol. 169. P. 85-96.
- 56 Castaldini A., Cavalini A., Fraboni B. Deep levels in CdTe and CdZnTe // J. Appl. Phys. 1998. Vol. 83. N 4. P. 2121-2126.
- 57 Комиссаров А.Б., Леонов А.Ф., Федоровский П.Ю., Федоровский Ю.П., Чебышов С.Б. Исследования новых средств оперативного радиационного контроля газовых выбросов АЭС. // Сб. докладов 1 научно-технической конференции ФГУП НИЦ СНИИП. М.: Издательский дом «Технологии», 2001.
- 58 Система радиационного контроля RAMSYS. Материалы фирмы MGP INSTRUMENTS. [электронный ресурс]. Режим доступа: <https://www.neimagazine.com/contractors/access-control-systems/mgp-instruments/>

- 59 Брегадзе Ю.И., Степанов Э.К., Ярына В.П. Прикладная метрология ионизирующих излучений. М.: Энергоатомиздат, 1990. 264 с.
- 60 Eisen Y. Current state-of-the-art industrial and research applications using room-temperature CdTe and CdZnTe solid state detectors // Ibid. 1996. Vol. 380. P. 431-439.
- 61 Limousin O. New trends in CdTe and CdZnTe detectors for X-and gamma-ray applications // Nucl. Instrum. Methods Phys Res. 2003. 504:24–37.
- 62 Del Sordo S., Abbene L., Caroli E, Mancini A.M., Zappettini A., Ubertini P. Progress in the development of CdTe and CdZnTe semiconductor radiation detectors for astrophysical and medical applications // Sensors. 2009. 9:3491–526
- 63 Lee Y.J., Ryu H.J., Cho H.M., Lee S.W., Choi Y.N., Kim H.J. Optimization of a high-resolution collimator for a CdTe detector: Monte-Carlo simulation studies // J. Korean Phys Soc. 2012. 60:862–8.
- 64 Szeles C. CdZnTe and CdTe materials for X-ray and gamma ray radiation detector applications // Phys Status Solidi B. 2004. 241:783–90.
- 65 Verger L., Bonnefoy J.P., Glasser F., Ouvrier-Buffet P. New developments in CdTe and CdZnTe detectors for X and γ -ray applications // J. Electron Mater. 1997. 26:738–44.
- 66 Peterson J.H., Fiederle M., Derby J.J. Analysis of the traveling heater method for the growth of cadmium telluride // J. Cryst Growth. 2016. 454:45–58.
- 68 Левенец В.В., Омельник А.П., Щур А.А. и др. Спектрометрия гамма- и альфа-излучений полупроводниковыми детекторами на основе CdTe (CdZnTe), изготовленными в ННЦ ХФТИ. [В Интернете] Институт физики твердого тела, материаловедения и технологий ННЦ ХФТИ, Харьков, Украина. [электронный ресурс]. Режим доступа: http://www.kinr.kiev.ua/NPAE_Kyiv2006/proc/Levenets.pdf.
- 69 Rybka A.V., Davydov L.N., Shlyakhov I.N. et al. Gamma-radiation dosimetry with semiconductor CdTe and CdZnTe detectors // Nucl. Instr. and Meth. 1994. Vol. 353. N. 1-2. P. 147 – 156.

- 70 Niemela A., Sipila H., Ivanov V.I. High-resolution p-i-n CdTe and CdZnTe x-ray detectors with cooling and rise-time discrimination // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1996. Vol. NS-43. N 3. P. 1476-1480
- 71 Squillante M.R., Entine G. Novel concepts in x-ray and γ -ray detection using compound semiconductors // Nucl. Instr. and Meth. A. 1996. Vol. 380. P. 160-164.
- 72 Материалы фирмы General Atomic/ [электронный ресурс]. Режим доступа: <http://www.ga.com/>
- 73 Комиссаров А.Б., Кононов А.Н., Леонов А.Ф., Федоровский Ю.П., Федоровский П.Ю., Чебышов С.Б. Сцинтиляционные блоки детектирования с повышенной чувствительностью для экспрессного контроля радиоактивного загрязнения водных и газообразных сред // Сб. докладов. Научно-техническая конференция «Датчики и детекторы для АЭС». 2002. Пенза. С. 67-70.
- 74 Чебышов С.Б., Самосадный В.Т., Кадилин В.В., Кузьменко С.И., Леонов А.Ф., Скворцов О.А. Принципы совершенствования измерительных характеристик каналов контроля объемной активности газовоздушных выбросов АЭС // Научная сессия МИФИ. Аннотации докладов. М.: МИФИ, 2009. С. 113.
- 75 Takahashi T., Watanabe S. Recent Progress in CdTe and CdZnTe Detector // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2001. Vol. 48. No. 4. P. 950-959.
- 76 Nakazawa K., Oonuki K., Tanaka T., Kobayashi Y., Tamura K., Mitani T., Sato G., Watanabe S., Takahashi T., Ohno R., Kitajima A., Kuroda Y., Onishi M. Improvement of the CdTe Diode Detectors using a Guard-ring Electrode // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2004. Vol. 51. P. 1881–1885.
- 77 Lewandowski A.C. and McKeever S.W.S. Trapping parameters in CdTe single crystals determined by thermally stimulated conductivity // J. Appl. Phys. 1990. Vol. 68. N 1. P. 2196-2205.
- 78 Hofmann D.M., Stadler W., Christmann P., and Meyer B.K. Defects in CdTe and CdZnTe // NIM. 1996. Vol. A380. P. 117-120.
- 79 Samimi M., Biglari B., Hage-Ali M., Koebel J.M., Siffert P. Structural defects in high resistivity cadmium telluride // NIM. 1989. Vol. A283. P. 243-248.

- 80 Vo D.T., Russo P.A. PC/FRAM plutonium isotopic analysis of CdTe gamma-ray spectra // NIM. 2002. Vol. A486. P. 813-824.
- 81 Veale M.C., Seller P., Wilson M., Liotti E. HEXITEC: A High-Energy X-ray Spectroscopic Imaging Detector for Synchrotron Applications // Synchrotron radiation news. 2018. 31(6):28-32.
- 82 Iniewski K., Thomas B., Wilson M., Veale M.C. Characterisation of Redlen high-flux CdZnTe // J. Instrumentation. 2017. 12(12):C12045.
- 83 Gunnink R. and Arlt R. Methods for evaluating and analyzing CdTe and CdZnTe spectra // NIM. 2001. Vol. A 458. P. 196-205.
- 84 Bell S.J., Schneider A., Seller P., Veale M.C., Wilson M.D., Baker M.A., Perumal V., Sellin P.J., Chen H. and Marthandam P. A multi-technique characterisation of electroless gold contacts on single crystal CdZnTe radiation detectors // J. Physics D Applied Physics. 2013. 46(45):455502
- 85 Duarte D.D., Bell S.J., Wilson M.D., Baker M.A. Performance comparison of small-pixel CdZnTe radiation detectors with gold contacts formed by sputter and electroless deposition // J. Instrumentation. 2017. 12(06): P06015-P06015.
- 86 Caicai Rong, Yaxu Gu, Wanqi Jie, Yadong Xu Effects of Te inclusions on charge-carrier transport properties in CdZnTe radiation detectors // NIM B. 2015. 343:89.
- 87 Ильвес А.Г. Исследование нестационарных процессов в p-i-n CdTe детекторах рентгеновского и гамма излучения: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. Санкт-Петербург. 2005. 14 с.
- 88 Nemirovsky Y., Asa G., Gorelik J., Peyser A. Spectroscopic evaluation of n-type CdZnTe gamma-ray spectrometers // J. Electronic Materials.2000. Vol. 29. Is. 6. P. 691–698.