

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. А.Ф. ИОФФЕ
Российской академии наук

На правах рукописи

Шепелев Артем Сергеевич

**Транспорт неравновесных носителей заряда в облученных кремниевых
детекторах при температуре сверхтекучего гелия**

1.3.11 — «Физика полупроводников»

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Еремин Владимир Константинович

Санкт-Петербург — 2023

Оглавление

Введение	4
ГЛАВА 1 Основные сведения о полупроводниковых детекторах излучений	12
1.1 Статические характеристики <i>p-n</i> переходов	12
1.1.1 Электрическое поле резкого несимметричного <i>p-n</i> перехода	12
1.1.2 Емкость <i>p-n</i> перехода	14
1.1.3 Токи <i>p-n</i> перехода	15
1.2 Кинетика переноса неравновесного заряда	17
1.2.1 Подвижность носителей заряда	17
1.2.2 Эмпирические зависимости дрейфовой скорости от напряженности электрического поля	18
1.2.3 Индуцированный ток и теорема Шокли-Рамо	20
1.3 Энергетические уровни радиационных дефектов в кремниевых детекторах	21
1.3.1 Классификация дефектов в кремниевых приборах	21
1.3.2 Энергетические уровни радиационных дефектов	24
1.3.3 Электрическое поле в детекторе, содержащем глубокие уровни	26
1.4 Кремниевые детекторы излучений	28
1.4.1 Планарные детекторы	29
1.4.2 3D детекторы	32
1.4.3 LGAD детекторы	33
1.5 Выводы	34
ГЛАВА 2 Экспериментальные методы исследования	35
2.1 Метод переходного тока	35
2.1.1 Токовый отклик необлученного детектора	36
2.1.2 Токовый отклик облученного детектора	42
2.2 Экспериментальная установка ТСТ	44
2.3 <i>in situ</i> радиационные тесты	46
2.3.1 Экспериментальная установка <i>in situ</i> радиационных тестов	47
2.3.2 Схема эксперимента	49
2.4 Выводы	50
ГЛАВА 3 Алгоритм обработки токовых откликов детекторов	51
3.1 Анализ факторов, влияющих на токовый отклик детектора	52
3.1.1 Влияние считывающей электроники на фронт нарастания сигнала	52
3.1.2 Влияние физических процессов на форму и спад токового отклика	56

3.1.3 Непостоянство дрейфовой скорости в объеме детектора.....	60
3.2 Восстановление физической формы импульса тока	62
3.3 Восстановление распределения электрического поля	65
3.4 Выводы	69
ГЛАВА 4 Исследование ионизации атомов фосфора в кремнии при низких температурах.....	71
4.1 Образцы для исследований.....	71
4.2 Экспериментальные результаты для полностью обедненных образцов.....	73
4.3 Экспериментальные результаты для частично обедненных образцов.....	76
4.4 Обсуждение результатов	81
4.5 Выводы	92
ГЛАВА 5 Исследование кремниевых детекторов облучаемых <i>in situ</i> при температуре сверхтекучего гелия.....	93
5.1 Образцы для исследований.....	93
5.2 Дрейфовая скорость носителей заряда при $T = 1.9$ К.....	93
5.3 Экспериментальные результаты и модель формирования импульсов тока	95
5.4 Обработка экспериментальных результатов.....	97
5.4.1 Прямая обработка экспериментальных импульсов	98
5.4.2 Моделирование формы сигнала детектора	100
5.5 Третья стадия транспорта ННЗ в кремниевом детекторе	103
5.6 Характеристики транспорта неравновесных носителей заряда.....	107
5.7 Анализ экспериментальных результатов	109
5.7.1 Радиационная деградация детекторов.....	109
5.7.2 Распределение электрического поля в объеме облучаемого детектора.....	111
5.7.3 Особенности дефектообразования при $T = 1.9$ К.....	117
5.8 Выводы	118
Заключение.....	121
Список публикаций автора по теме диссертации.....	123
Список сокращений и условных обозначений	125
Список литературы.....	126

Введение

Актуальность работы

Актуальность работы обусловлена возможным использованием кремниевых детекторов излучения в криогенной среде на крупнейшей ускорительной установке Большом Адронном Коллайдере (БАК) в Европейской организации по ядерным исследованиям (ЦЕРН, Женева, Швейцария). В БАК траектории ускоряющихся частиц – протонов с энергией до 7 ТэВ – формируются магнитным полем величиной порядка 10 Тл, для чего через обмотки электромагнитов пропускается электрический ток до 10 кА. Конструкция магнитов, обеспечивающая подобные параметры, может быть реализована только с использованием сверхпроводящих материалов, находящихся при температуре сверхтекучего гелия (1.9 К). В такой системе возникает необходимость контролировать радиационное поле в непосредственной близости к сверхпроводящим элементам установки, поскольку непредсказуемый локальный нагрев участка обмотки магнита вследствие рассеяния протонов пучка БАК может привести к срыву сверхпроводимости, выходу из строя и дорогостоящему длительному ремонту ускорителя [1,2]. Система контроля радиационного поля в области магнитов БАК состоит из детекторов, регистрирующих протоны, которые покидают траектории ускорения и проникают в окружающее пространство ускорителя и поэтому получила название *Beam Loss Monitors*, BLM (мониторы потерь пучка). В настоящее время на БАК используются газонаполненные датчики, расположенные на внешних «теплых» корпусах дипольных магнитов [3]. Однако в связи с планами по увеличению светимости пучка протонов в БАК и переходу к HL-LHC (*High-Luminosity Large Hadron Collider*), было предложено усовершенствовать систему BLM с целью своевременного предотвращения потенциально опасных ситуаций, что инициировало исследование возможных вариантов принципиального изменения системы BLM.

Идея повышения чувствительности системы BLM заключается в размещении сенсоров максимально близко к сверхпроводящим элементам внутри криостата [4]. Однако после сборки конструкции ускорителя и начала проведения исследований внутренний объем криостата становится недоступным в течение нескольких лет. Следовательно, размещение BLM вблизи сверхпроводящих обмоток электромагнитов ускорителя накладывает требования на компактность устройств и необходимость их предсказуемого функционирования в широком диапазоне доз облучения.

Для решения таких задач с учетом специфических требований было предложено использовать компактные полупроводниковые детекторы излучений, способные функционировать при температуре 1.9 К [5–7]. С одной стороны, исследования характеристик

полупроводниковых сенсоров, функционирующих в таких условиях, не были проведены в достаточном количестве и были выполнены только на эмпирическом уровне ввиду сложности и большой стоимости проведения экспериментов, моделирующих работу устройств. С другой стороны, формирование сигнала в детекторе определяется транспортными свойствами неравновесных носителей заряда. Под транспортом в данной работе понимается дрейф неравновесных носителей заряда в объеме детектора, поэтому этот термин включает транспортные параметры самих носителей заряда (например, подвижность, дрейфовая скорость, вероятности захвата носителей на энергетические уровни в запрещенной зоне), характеристики, определяющие собирание заряда, и условия, в которых происходит дрейф носителей. К последним относятся распределение электрического поля, определяемое свойствами материала, зависящими в свою очередь от температуры и дозы облучения. Поэтому сценарии функционирования сенсоров при температурах сверхтекучего гелия не могут быть построены путем экстраполяции экспериментальных данных, полученных в исследованиях детекторов при температурах вблизи комнатных и требуют целевых исследований.

Работа посвящена решению двух задач и заключается в разработке методов исследования полупроводниковых детекторов применительно к их функционированию при температуре сверхтекучего гелия (ниже 2.17 К) и анализу экспериментальных результатов *in situ* радиационных тестов кремниевых детекторов, проведенных при температуре 1.9 К. Полученные в работе методические результаты позволили количественно описать транспорт носителей в кремниевых детекторах, показать многостадийность процесса собирания неравновесного заряда и обнаружить аномально высокую скорость введения электрически активных дефектов в чувствительную область сенсоров в условиях, характерных для мониторинга радиационного поля вблизи обмоток сверхпроводящих электромагнитов [8].

Объект исследований

В работе исследуются кремниевые $p^+/n/n^+$ детекторы, изготовленные по планарной технологии из n -кремния, легированного фосфором, выращенного методом зонной плавки. Толщина детекторов 0.01 – 0.03 см, площадь чувствительной поверхности 0.01 – 0.25 см². Концентрация легирующей примеси в n -кремнии варьировалась, и удельное сопротивление материала находилось в диапазоне 0.2 – 10 кОм · см. Контактные области p^+ и n^+ легированы бором и фосфором, соответственно, до вырождения с целью создания контактов, способных функционировать при криогенных температурах.

Целью работы является исследование транспорта неравновесных носителей заряда в кремниевых детекторах ядерных излучений, функционирующих при температуре сверхтекучего гелия и находящихся под воздействием облучения релятивистскими протонами.

В рамках сформулированной цели были поставлены и решены следующие **задачи**.

1. Разработка и реализация эксперимента по исследованию влияния температуры на токовый отклик необлученных кремниевых детекторов.
2. Разработка алгоритма обработки экспериментальных токовых откликов кремниевого детектора с целью определения транспортных характеристик неравновесных носителей заряда (ННЗ) и условий их дрейфа в объеме детектора.
3. Исследование зарядового состояния атомов фосфора в обедненной области p - n перехода кремниевого детектора и экстраполяция результатов в диапазон температур сверхтекучего гелия.
4. Анализ экспериментальных результатов *in situ* радиационных тестов кремниевых детекторов, проведенных при температуре сверхтекучего гелия.
5. Построение количественной физической модели, описывающей транспорт ННЗ в облученных кремниевых детекторах при температуре сверхтекучего гелия.

Научная новизна

1. Разработан универсальный алгоритм обработки экспериментальных токовых откликов полупроводниковых детекторов, позволяющий восстанавливать распределение электрического поля и анализировать транспортные параметры неравновесных носителей заряда.
2. Обнаружена полная ионизация атомов фосфора в области пространственного заряда p - n перехода кремниевого детектора при температуре 6 К, что объясняется совокупным действием эффекта Пула-Френкеля и туннелирования электронов с участием фононов (*Phonon Assisted Tunneling*, ПАТ).
3. Показано, что собирание заряда в кремниевом детекторе, облучаемом протонами *in situ* при температуре 1.9 К, является многостадийным процессом, включающим лавинное умножение электронов и дырок в областях сильного электрического поля вблизи контактов детектора.
4. Показано, что в облученном кремниевом детекторе лавинное умножение ННЗ при температуре 1.9 К является значимым фактором, компенсирующим уменьшение эффективности собирания заряда за счет захвата ННЗ на энергетические уровни

радиационных дефектов и таким образом повышающим радиационную стойкость сенсоров.

5. Установлено, что при температуре 1.9 К скорость введения электрически активных дефектов релятивистскими протонами значительно превышает ее значение в области комнатных температур.

Практическая значимость

1. Разработанный алгоритм обработки импульсных токовых откликов детекторов с восстановлением их физической формы является универсальным и расширяет возможности метода переходного тока, применяемого для исследований кремниевых детекторов, облучаемых различными частицами.
2. Предложенный способ определения амплитуды токового отклика детектора в нулевой момент времени, входящий в разработанный алгоритм обработки сигнала детектора, является универсальным и критически важным для количественного исследования транспорта ННЗ в любых типах полупроводниковых детекторов.
3. Экспериментальное наблюдение полной ионизации атомов мелкой примеси в области пространственного заряда $p-n$ перехода кремниевого детектора в диапазоне температур, близких к температуре жидкого гелия, имеет принципиальное значение для создания кремниевых сенсоров нейтрино и слабо взаимодействующих массивных частиц (*weakly interacting massive particles*), требующих охлаждения сенсоров до температур ниже 1 К.
4. Многостадийность процесса собирания неравновесного заряда в кремниевых детекторах, работающих при температурах сверхтекучего гелия, следует учитывать при разработке сценариев их радиационной деградации.
5. Обнаруженная аномально высокая скорость введения электрически активных дефектов при температурах сверхтекучего гелия должна учитываться при создании аппаратуры контроля радиационных полей не только в сверхпроводящих магнитах, но и в сверхпроводящих резонаторах перспективной ускорительной техники.

Методология и методы исследований

1. Материал образцов для исследований был изготовлен методом зонной плавки. Детекторы были произведены по планарной технологии.
2. Соответствие детекторов требованиям экспериментов было подтверждено измерениями вольтамперных и вольтемкостных характеристик образцов.
3. Исследования характеристик детекторов, таких как эффективность собирания заряда и распределение электрического поля в объеме и транспортных параметров носителей

заряда были проведены по методу переходного тока. Описанию данного метода посвящена отдельная глава диссертации.

4. Все численные расчеты, проводимые в ходе работы, были выполнены с использованием проверенных математических методов с соблюдением необходимой точности автором самостоятельно на языке программирования Python.

Научные положения, выносимые на защиту

1. Атомы фосфора в области электрического поля кремниевого $p^+/n/n^+$ детектора являются ионизированными в диапазоне температур 6 – 300 К, что является следствием проявления эффекта Пула-Френкеля и туннелирования электронов с участием фононов. Экстраполяция результатов в диапазон меньших температур показывает возможность ионизации атомов фосфора в электрическом поле и при температуре сверхтекучего гелия.
2. Введение радиационных дефектов в объем кремния при воздействии интенсивного пучка протонов при температуре сверхтекучего гелия приводит к неоднородному распределению электрического поля с его максимумами вблизи обоих контактов детектора. В этих областях реализуются условия для возникновения процесса лавинного умножения электронов и дырок, оказывающего существенное влияние на кинетику переноса ННЗ, вследствие чего наблюдается многостадийный процесс собирания заряда.
3. Ударная ионизация, инициируемая электронами и дырками при температуре сверхтекучего гелия, компенсирует уменьшение постоянной времени захвата ННЗ с увеличением дозы облучения, что приводит к повышению радиационной стойкости кремниевых детекторов при их потенциальном использовании в качестве мониторов потерь пучка БАК.
4. Распределение электрического поля, возникающее непосредственно в момент воздействия релятивистских протонов на кремниевый детектор при температуре сверхтекучего гелия, показывает аномально высокую концентрацию электрически активных дефектов, что является особенностью дефектообразования в кремнии при отсутствии температурной перестройки первичных дефектов.

Достоверность и апробация результатов

Достоверность исследования подтверждается использованием современного экспериментального оборудования, системным анализом полученных результатов и их воспроизводимостью на серии исследованных образцов и выполнением математических операций с необходимой точностью. Данные экспериментов для исследованных образцов

согласованы и дополняют друг друга. Основные результаты представлены докладами на научных семинарах ФТИ им. А.Ф. Иоффе, а также на международных конференциях:

5. 1. A. Shepelev, V. Eremin, E. Verbitskaya. «Novel view on extraction of charge carrier transport parameters from classical TCT». Oral presentation. 33rd RD50 Workshop on Radiation hard semiconductor devices for very high luminosity colliders (CERN) 26-28 november 2018. Geneve, Switzerland.
6. 2. А. Шепелев, «Гипотеза внутреннего умножения неравновесного заряда в облученных кремниевых детекторах ядерных излучений при температуре 1.9 К», PhysicA.SPB 2019, St Petersburg, 22-24 October 2019.
7. 3. A. Shepelev, V. Eremin, E. Verbitskaya, «Evidence of charge multiplication in silicon detectors operated at a temperature of 1.9 K». Oral presentation. 35th RD50 Workshop on Radiation hard semiconductor devices for very high luminosity colliders (CERN) 18-20 November 2019. Geneve, Switzerland.
8. 4. V. Eremin, E. Verbitskaya, A. Shepelev, «Enhanced influence of defect clusters on the electric field distribution in Si detectors: irradiation with ⁴⁰Ar ions. Contribution». 35th RD50 Workshop on Radiation hard semiconductor devices for very high luminosity colliders (CERN) 18-20 November 2019. Geneve, Switzerland.
9. 5. А. Шепелев, «Аномально низкая энергия эмиссии электронов с энергетических уровней фосфора в электрическом поле кремниевых *p-n* переходов при температуре 10-20 К», PhysicA.SPB 2020, St Petersburg, 19-23 October 2020.
10. 6. А. Шепелев, «Параметризация процесса переноса заряда в присутствии лавинного умножения в сильнооблученных pin-структурах при T=1.9 К», PhysicA.SPB 2021, St Petersburg, 18-22 October 2021.
11. 7. A. Shepelev, V. Eremin, E. Verbitskaya, «Evidence of multistage charge collection in Si irradiated detectors operated as the monitors of intensive fragmented proton beams». Oral presentation. 39th RD50 Workshop on Radiation hard semiconductor devices for very high luminosity colliders (CERN) 17-19 October 2021. Valencia, Spain.
12. 8. A. Shepelev, V. Eremin, E. Verbitskaya, «Multistage impact ionization in Si detectors in situ irradiated at 1.9 K». Oral presentation. 41st RD50 Workshop on Radiation hard semiconductor devices for very high luminosity colliders (CERN) November 20 – December 2, 2022. Seville, Spain.

Публикации

Основные результаты по теме диссертации опубликованы в 8 печатных изданиях, включенных в базы данных Scopus и Web of Science.

Личный вклад автора

Автор принимал непосредственное участие в планировании, постановке и проведении экспериментов по исследованию кремниевых детекторов на экспериментальной установке в ФТИ им. Иоффе. Измерения, разработка алгоритма обработки данных, получение и анализ экспериментальных результатов были выполнены автором лично. Автор принимал непосредственное участие в построении модели, описывающей экспериментальные результаты *in situ* радиационных тестов кремниевых детекторов в рамках программы исследований VLM, выполненных на ускорителе PS в ЦЕРН группой Еремина В.К. (ФТИ им. А.Ф. Иоффе). Разработка математической процедуры обработки экспериментальных данных и все численные расчеты в диссертации проведены автором лично.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, списка сокращений и условных обозначений и списка литературы. Объем диссертации составляет 137 страниц, включая 68 рисунков, 5 таблиц и список цитируемых источников, содержащий 143 наименования.

Введение включает в себя обоснование актуальности и новизны работы. В разделе сформулирована цель и соответствующие ей решаемые задачи, представлена практическая значимость результатов работы, описана методология исследований и приведены выносимые на защиту научные положения.

Первая глава посвящена обзору литературных источников. В ней приводятся необходимые для исследований теоретические сведения из области физики полупроводников, описывающие процессы, протекающие в кремниевых детекторах. В главе также рассматриваются способы изготовления кремниевых детекторов излучений, и приводится краткое описание их различных конструкций, используемых для различных задач физики высоких энергий.

Вторая глава посвящена описанию экспериментальных методов исследований. В ней приводятся описания экспериментальных установок и используемого оборудования. Приводятся также модель метода переходного тока и основные закономерности, описывающие токовые отклики детектора. В главе показано, как распределение электрического поля в объеме детектора связано с индуцированным током, вызванным дрейфующими в объеме детектора носителями заряда.

Третья глава посвящена обработке экспериментальных токовых откликов детектора. В главе рассмотрены различные процессы внутри и вне детектора с точки зрения их влияния на

кинетику собирания заряда. Построена процедура восстановления физической формы импульса тока, позволяющая исключить всевозможные искажения токовых откликов и свести задачу анализа экспериментальных результатов к модельным закономерностям метода переходного тока. Построен алгоритм, позволяющий восстановить распределение электрического поля и концентрации заряженных примесей в объеме детектора из физической формы импульса тока.

Четвертая глава посвящена анализу экспериментальных токовых откликов детекторов до облучения, полученных методом переходного тока. Показана полная ионизация атомов фосфора вплоть до температуры 6 К. Приведены объяснению этому явлению, состоящие во влиянии эффекта Пула-Френкеля и туннелирования, стимулированного фононами, на ионизацию мелкой примеси.

Пятая глава посвящена анализу экспериментальных результатов *in situ* радиационных тестов кремниевых детекторов, проведенных в ЦЕРНе. В разделе выдвигается и аргументируется модель многостадийного процесса переноса заряда, включающая в себя лавинное умножение носителей заряда вблизи контактов детектора. На основании модели получены транспортные параметры носителей заряда, восстановлено распределение электрического поля в объеме детектора и проанализировано влияние деталей дефектообразования при температуре 1.9 К на эффективность собирания заряда детектором.

Заключение включает в себя описание основных результатов работы.

ГЛАВА 1 Основные сведения о полупроводниковых детекторах излучений

В первой главе диссертации рассмотрены основные свойства p - n переходов. Приведены сведения о статических характеристиках, таких как распределение электрического поля и вольтамперные и вольтемкостные зависимости для резких несимметричных p^+ - n переходов. Приведено описание кинетики переноса неравновесного заряда и процессов дефектообразования в кремнии. Рассмотрены основные типы кремниевых детекторов излучений и их функционирование.

1.1 Статические характеристики p - n переходов

p - n переход является базовой структурой полупроводниковых детекторов излучений, его статические характеристики хорошо изучены, поэтому в данном пункте приводятся основные сведения, необходимые для обработки и интерпретации экспериментальных результатов.

1.1.1 Электрическое поле резкого несимметричного p - n перехода

Кремниевые детекторы излучений, как правило, изготавливаются таким образом, что p - n переход в них является резким и несимметричным [9,10]. Наиболее часто встречающийся тип детекторов – $p^+/n/n^+$ структура, в которой концентрация примесей меняется ступенчато от концентрации акцепторов N_{p^+} в p -слое до концентрации доноров N_D в n -слое полупроводника, причем $N_{p^+} \gg N_D$. На противоположной стороне детектора сформирован n^+ -слой, в котором концентрация доноров N_{n^+} значительно превышает концентрацию в n -слое и по порядку величины примерно соответствует N_{p^+} . Таким образом, кремниевый детектор излучений представляет собой структуру из чувствительного объема (n -слой) и двух омических контактов (p^+ и n^+ слои), концентрации легирующих примесей показаны на рисунке 1.1. Толщины омических контактов существенно меньше толщины чувствительного объема. При этом, планарные размеры детектора намного больше его толщины, поэтому анализ свойств детектора сводится к одномерной задаче, решаемой вдоль оси x .

При создании разности потенциалов на контактах детектора, если потенциал на n^+ контакте выше, то тогда реализуется обратное смещение p - n перехода. При увеличении напряжения смещения, в объеме детектора увеличивается область, в которой присутствует электрическое поле и отсутствуют свободные носители заряда, то есть формируется область пространственного заряда (ОПЗ), потому что в этой области все мелкие примеси в кремнии оказываются ионизованными, то есть заряженными. Учитывая, что контактные слои, как правило, легированы до вырождения, электрическое поле в них присутствует лишь на пренебрежимо малой глубине, поэтому в рамках простой модели можно считать, что ОПЗ

находится только внутри чувствительного объема. Тогда распределение пространственного заряда $\rho(x)$ имеет следующий вид:

$$\rho(x) = eN_D, \quad 0 < x < w, \quad (1.1)$$

где e – элементарный заряд и w – толщина ОПЗ. В $p^+/n/n^+$ структуре пространственный заряд является положительным в связи с ионизацией атомов фосфора.

Важнейшей характеристикой p - n перехода является распределение электрического поля $E(x)$. Оно может быть найдено из уравнения Пуассона с граничными условиями $E(w) = 0$ и для системы СИ выражается как [11]:

$$-\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{dE(x)}{dx} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon_0\varepsilon_{Si}}, \quad (1.2)$$

где ε_0 – электрическая постоянная, ε_{Si} – диэлектрическая проницаемость кремния. Решение уравнения (1.2) с плотностью заряда (1.1):

$$E(x) = -\frac{eN_D}{\varepsilon_0\varepsilon_{Si}}(x - w). \quad (1.3)$$

При этом ширина области пространственного заряда

$$w = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_{Si}V_b}{eN_D}} \quad (1.4)$$

где V_b – приложенное напряжение обратного смещения.

В случае увеличения напряжения смещения до значений, соответствующих ситуации $w \geq d$, распределение электрического поля имеет вид, показанный на рисунке 1.1б [12]:

$$E(x) = E_0 \left(1 - \frac{x}{d}\right) + E_d, \quad E_0 = \frac{eN_D}{\varepsilon_0\varepsilon_{Si}}d, \quad E_d = \frac{V_b - V_{fd}}{d}, \quad (1.5)$$

где V_{fd} напряжение полного обеднения (НПО, *full depletion voltage*) – такое минимальное напряжение обратного смещения, при котором $w = d$:

$$V_{fd} = \frac{eN_D}{2\varepsilon_0\varepsilon_{Si}}d^2. \quad (1.6)$$

Важное следствие описанных закономерностей состоит в том, что в случае однородного легирования чувствительного объема детектора электрическое поле в нём распределено линейно

независимо от состояния обеднения, и градиент поля определяются концентрацией заряженных примесей.

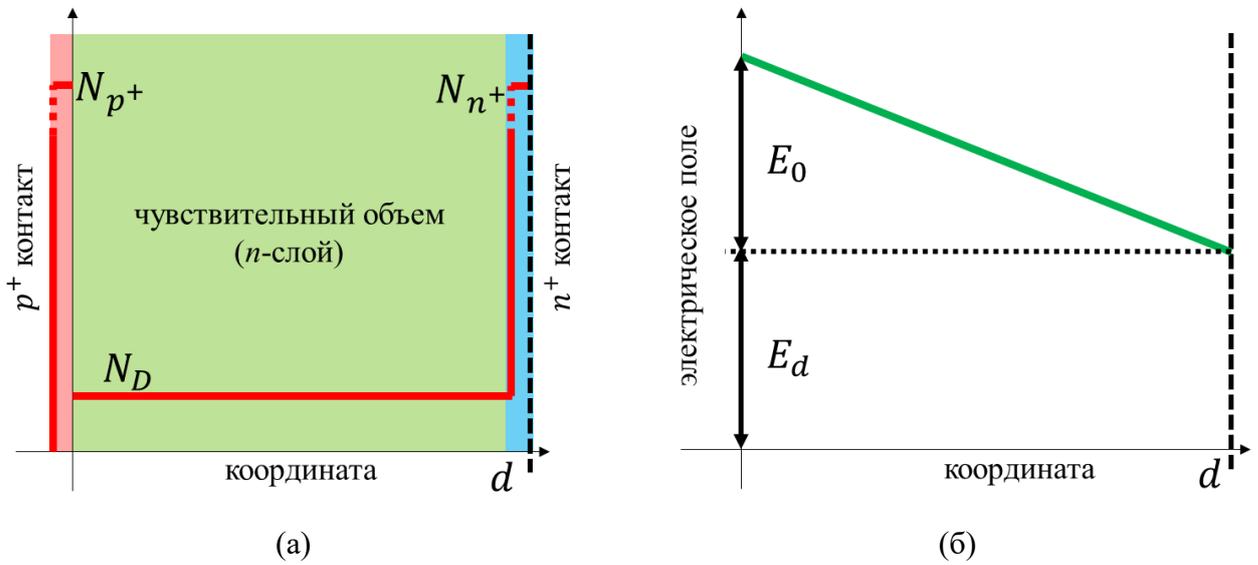


Рисунок 1.1. Резкий несимметричный p - n переход. (а) – профиль легирования, (б) – распределение электрического поля при $V_b > V_{fd}$.

1.1.2 Емкость p - n перехода

Важной характеристикой p - n перехода является его емкость и её зависимость от приложенного напряжения смещения. Общая емкость p - n перехода C_{pn} складывается из двух составляющих: барьерной C_b и диффузионной C_d : $C_{pn} = C_b + C_d$. Диффузионная емкость обусловлена изменением объемного заряда за счет инжекции неосновных носителей заряда в чувствительный объем и доминирует при прямом смещении. При обратном смещении $C_d \ll C_b$ [13] и последняя определяет емкость детектора.

Барьерная емкость обусловлена зарядом ионизированных примесей в ОПЗ [14] и может быть вычислена как изменение объемного заряда dQ при приложении пробного напряжения смещения dV :

$$C_b = \frac{dQ}{dV} = \frac{dQ}{dw} \frac{dw}{dV} = S \sqrt{\frac{e \varepsilon_0 \varepsilon_{Si} N_D}{2V_b}}, w \leq d \quad (1.7)$$

При обратном смещении равным НПО и выше его достигается минимальное значение емкости, называемое геометрической емкостью [15]:

$$C_b(V_b \geq V_{fd}) \equiv C_g = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{Si} S}{d} \quad (1.8)$$

На практике измерение вольтемкостной (C-V) характеристики, типичный пример которой для детекторов различной толщины показан на рисунке 1.2, позволяет, как это видно из (1.7) и (1.8), измерить напряжение полного обеднения и концентрацию примесей в чувствительном объеме детектора [16].

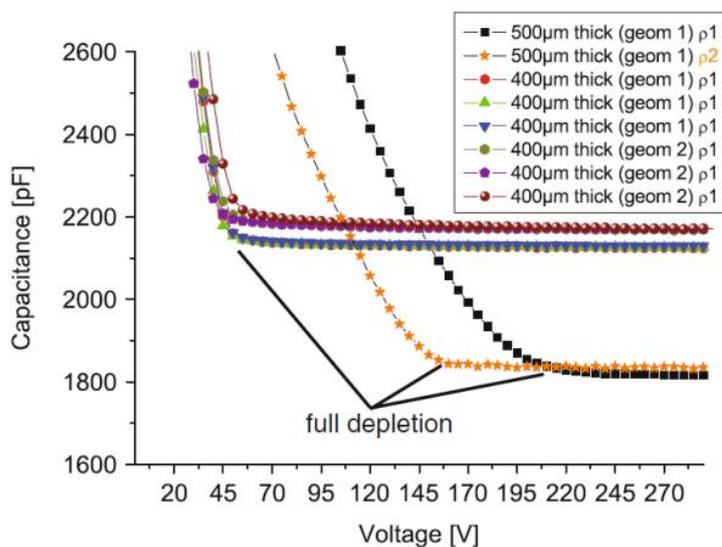


Рисунок 1.2. Экспериментальная барьерная емкость $p-n$ перехода [16].

1.1.3 Токи $p-n$ перехода

При приложении разности потенциалов к контактам диода в режиме прямого смещения происходит инжекция свободных носителей заряда из контактов в чувствительный объем, тогда как в режиме обратного смещения электрическое поле удаляет носители заряда из чувствительного объема. В $p-n$ переходе могут протекать несколько видов токов, которые различаются по своей природе: диффузионный ток, вызванный перемещением носителей заряда вдоль градиента их концентрации в обедненной области, дрейфовый ток – ток носителей заряда в электрическом поле $p-n$ перехода, рекомбинационный ток, вызванный наличием в ОПЗ ловушек носителей заряда определенного типа, генерационный ток – компонент тока, обусловленный эмиссией захваченных ранее носителей заряда.

При приложении обратного смещения, из-за уменьшения концентрации носителей заряда в чувствительном объеме, будет преобладать процесс эмиссии носителей заряда с глубоких уровней [17], и полный обратный ток I_{rev} есть сумма диффузионного I_{diff} и генерационного I_{gen} токов в ОПЗ: $I_{rev} = I_{gen} + I_{diff}$. Интерес в данном случае представляет именно генерационная компонента, потому что, как правило, она существенно превышает диффузионную при наличии большого числа дефектов в материале [18]. Плотность генерационного тока в случае эмиссии электронов определяется как:

$$j_{gen} = en_i \frac{1}{\tau_e}, \tau_e = \frac{1}{\sigma v_{th} N_t} \exp\left(\frac{E_t}{k_B T}\right), \quad (1.9)$$

где n_i – собственная концентрация электронов в n -материале, τ_e – время эмиссии, σ – сечение выброса носителей заряда с ловушки, v_{th} – тепловая скорость носителей заряда, N_t – концентрация ловушек, E_t – энергетический уровень ловушки в запрещенной зоне кремния, k_B – постоянная Больцмана и T – температура.

Плотность генерационного тока (1.9) не зависит от приложенного смещения и пропорциональна параметрам ловушки носителей заряда. В реальности это не до конца верно, так как p - n переходы не идеальны, и обратная ветка вольтамперной характеристики (ВАХ) зависит от приложенного смещения и не насыщается. Однако такие простые представления об обратном токе позволяют судить о работоспособности и концентрации дефектов в объеме детектора, что часто оказывается полезным, так как измерение ВАХ гораздо проще какого-либо другого способа анализа прибора, позволяющего получить знания о концентрации электрически активных дефектов в материале, генерирующих ток. В ряде работ для обратного тока используется термин «ток утечки» (*leakage current*). Типичный пример ВАХ облученного различными дозами детектора представлен на рисунке 1.3 [19]. На рисунке наглядно продемонстрировано увеличение тока утечки при увеличении дозы облучения, а также заметно отсутствие насыщения обратной ветви ВАХ, связанное с несовершенством p - n перехода.

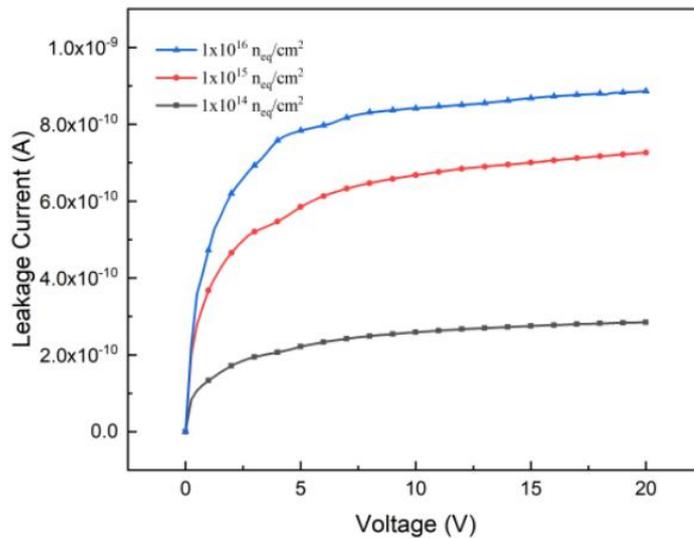


Рисунок 1.3. Обратная ветвь ВАХ облученного детектора при различных дозах облучения [19].

1.2 Кинетика переноса неравновесного заряда

1.2.1 Подвижность носителей заряда

В области пространственного заряда p - n перехода присутствует электрическое поле, носители заряда в этом электрическом поле приобретают компонента скорости, называемая дрейфовой скоростью. Следует отметить, что дрейфовая скорость – это средняя скорость носителей заряда в определенном направлении, так как помимо неё, электроны и дырки также обладают и тепловой скоростью, хаотичной по своей природе. Величина дрейфовой скорости носителей пропорциональна величине электрического поля [20–23]:

$$v_{dr} = \mu(E, T)E, \quad (1.10)$$

где коэффициент пропорциональности $\mu(E, T)$ – подвижность носителей заряда, которая существенно зависит от величины электрического поля и температуры. В области малых полей $E < 400$ В/см принято использовать термин холловской подвижности μ_0 [24,25]. Зависимость $v_{dr}(E)$ в этом диапазоне полей линейна, то есть $v_{dr} = \mu_0(T)E$. При больших полях зависимость $v_{dr}(E)$ становится нелинейной и имеет тенденцию к насыщению. При комнатной температуре аппроксимации зависимости подвижности от электрического поля в различных интервалах величины E могут отличаться. Средний интервал значений электрического поля $E = (4 \cdot 10^2 - 10^3)$ В/см называется «зоной теплых носителей», и $\mu(T)$ может быть аппроксимирована:

$$\mu(T) = \mu_0(T)(1 - \beta(T)E^2), \quad (1.11)$$

где β - коэффициент, не зависящий от E , но связанный с природой материала. Его экспериментальные значения представлены в [26]. При $E > 10^3$ В/см дрейфовая скорость насыщается и перестает зависеть от E , а значит, $\mu(E) \sim 1/E$, что соответствует «зоне горячих носителей» [27], при этом $v_{dr} = \text{const}(E) = v_{sat}$ – дрейфовая скорость насыщения.

Данные закономерности, однако, не учитывают температурную зависимость подвижности, которая в кремнии в основном определяется процессами рассеяния носителей заряда на акустических фононах и на ионизованных примесях [11]:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_l} + \frac{1}{\mu_i}, \quad (1.12)$$

где μ_l – подвижность, определяемая рассеянием на акустических фононах, μ_i определяется рассеянием на ионизованных примесях. Такие механизмы рассеяния существенно зависят от температуры материала и по теоретическим расчетам для электронов [28,29] определяются как:

$$\mu_i \sim m_e^{-5/2} \times T^{-3/2} \quad (1.13)$$

где m_e - эффективная масса электрона в материале, и

$$\mu_i \sim m_e^{-1/2} \times T^{3/2} N_i \quad (1.14)$$

где N_i – концентрация ионизованных примесей.

При малых концентрациях примесей подвижность электронов уменьшается с температурой, однако экспериментальный показатель степени отличается от $-3/2$ и для кремния n -типа $\mu \sim T^{-2.42}$ [30], что вызвано влиянием других механизмов рассеяния. Таким образом, при известной температуре и электрическом поле возможно восстановить значение подвижности и, следовательно, дрейфовой скорости носителей заряда.

Важным параметром, связанным с подвижностью носителей заряда, является также коэффициент диффузии электронов D_e (или дырок D_h), который, в соответствие с соотношением Эйнштейна в первом приближении [11]:

$$D_{e,h} = \frac{k_B T}{e} \mu_{e,h} \quad (1.15)$$

1.2.2 Эмпирические зависимости дрейфовой скорости от напряженности электрического поля

Существует другой способ описания зависимости величины дрейфовой скорости носителей заряда от электрического поля и температуры. Для этого используются эмпирические закономерности [11], представляемые в следующем виде

$$v_{dr}(E) = \frac{\mu_0 E}{\left[1 + \left(\frac{\mu_0 E}{v_s} \right)^{\frac{1}{\beta}} \right]^{\beta}}, \quad (1.16)$$

где μ_0 , v_s и β – эмпирические функции температуры, приведенные для электронов и дырок в таблицах 1.1 и 1.2, соответственно [31]. В таблицах также приведены значения параметров при комнатной температуре.

Таблица 1.1. Параметризация зависимости дрейфовой скорости от электрического поля для электронов

Электроны			
Параметр	Функция	293 К	Ед. изм.
μ_0	$9.97 \times 10^7 T^{-2.13} \exp\left(1 - \frac{T}{3.09 \times 10^8}\right)$	1508.5	$\frac{\text{см}^2}{\text{В} \times \text{с}}$
v_s	$1.59 \times 10^7 \exp(-1.38 \times 10^{-3} T)$	10.62	$10^6 \frac{\text{см}}{\text{с}}$
β	$-8.26 \times 10^{-8} T^3 + 6.817 \times 10^{-5} T^2 - 0.01847 T + 2.4292$	0.793	--

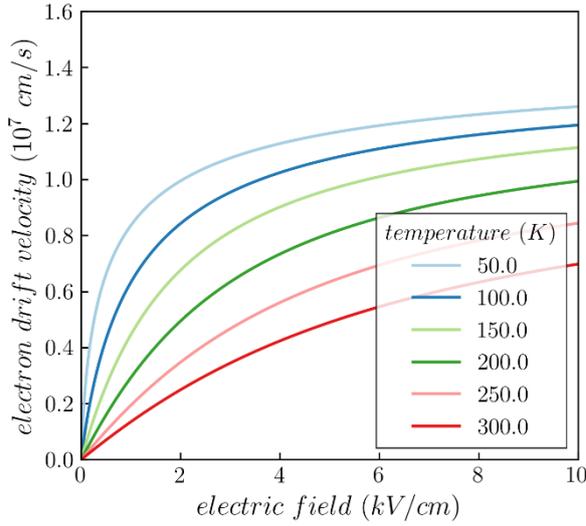
Таблица 1.2. Параметризация зависимости дрейфовой скорости от электрического поля для дырок

Дырки			
Параметр	Функция	293 К	Ед. изм.
μ_0	$8.54 \times 10^5 T^{-1.075} \exp\left(1 - \frac{T}{124}\right)$	487.2	$\frac{\text{см}^2}{\text{В} \times \text{с}}$
v_s	$1.44 \times 10^7 \exp(-2.29 \times 10^{-3} T)$	7.41	$10^6 \frac{\text{см}}{\text{с}}$
β	$2.49 \exp(-3.7 \times 10^{-3} T)$	0.842	--

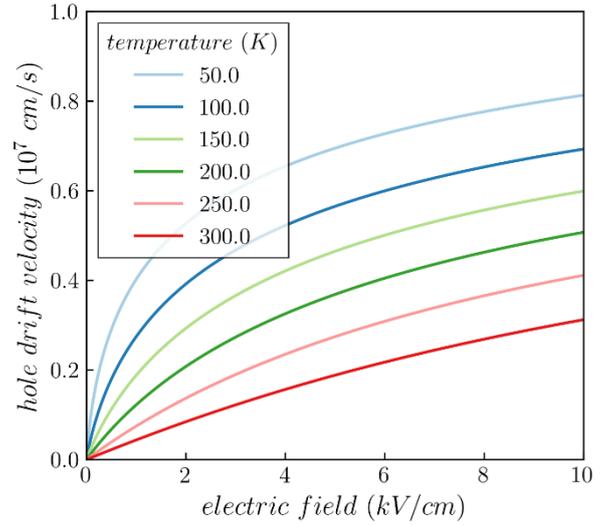
При этом подвижность при конкретном значении электрического поля может определяться как производная зависимости (1.16):

$$\mu(E) = \mu_0 \left[1 + \left(\frac{\mu_0 E}{v_s} \right)^{\frac{1}{\beta}} \right]^{-1-\beta} . \quad (1.17)$$

Зависимости дрейфовой скорости электронов и дырок от напряженности электрического поля при различных температурах показаны на рисунке 1.4.



(a)



(б)

Рисунок 1.4. Зависимости дрейфовой скорости от электрического поля. (а) – электроны, (б) – дырки [31].

С уменьшением температуры дрейфовая скорость возрастает и насыщается быстрее для обоих типов носителей заряда; в то же время дрейфовые скорости дырок существенно меньше скоростей электронов.

1.2.3 Индуцированный ток и теорема Шокли-Рамо

Движущиеся заряженные частицы в электрическом поле изменяют поток вектора напряженности этого поля через электроды системы, тем самым индуцируя ток через них [32]. Чтобы понять, как именно будет протекать индуцированный ток, необходимо рассмотреть полупроводник, подключенный к k электродам, в котором покоится заряд в точке p . Обозначим величину этого заряда q_p . Теорема взаимности Грина для такой системы гласит [33]:

$$\sum_i Q_i^A V_i^B = \sum_i Q_i^B V_i^A, \quad (1.18)$$

где A, B – наборы потенциалов и зарядов, соответствующие следующим ситуациям: A – все электроды заземлены ($V_k^A = 0$), заряд находится в точке p ; B – все, кроме k -го электрода, заземлены ($V_k = V_k^B$), заряд убрали, в точке p теперь потенциал V_p^B . По теореме взаимности получим для заряда, индуцированного на электрод k :

$$Q_k = -q_p \frac{V_p^B}{V_k^B} = -q_p V_w. \quad (1.19)$$

Ток, индуцированный на этот электрод, по определению:

$$i_k(t) = \frac{dQ_k}{dt} = -\frac{d(q_p V_w)}{dt} = -q_p \frac{dV_w}{d\vec{e}_k} \frac{d\vec{e}_k}{dt}, \quad (1.20)$$

где \vec{e}_k – орт в направлении k -го электрода; используя $\vec{E}_w = -gradV_w$, получаем:

$$i_k(t) = q_p \vec{E}_w v_{dr}(x(t), y(t), z(t)), \quad (1.21)$$

где \vec{E}_w – так называемое «весовое поле», имеющее размерность $[cm^{-1}]$. Для плоского электрода $\vec{E}_w = 1/d$. В литературе по детекторам излучений закономерность (1.21) часто называют теоремой Шокли – Рамо.

Определение вида весового поля для сегментированного и не бесконечного электрода, например, стрипового, является нетривиальной задачей, так как E_w определяется геометрией системы, и чем она сложнее, тем сложнее координатная зависимость весового поля. В общем случае, аналитически весовое поле может быть получено только для планарного *pad* детектора; в остальных случаях используют численное моделирование [34,35].

Учитывая, что у исследуемых структур площадь p^+ - n перехода много больше толщины самой структуры, а контакты сплошные и плоские, индуцированный ток связан с дрейфовой скоростью неравновесных носителей заряда следующим образом:

$$i(t) = \frac{Q_0}{d} v_{dr}(x(t)), \quad (1.22)$$

где Q_0 – полный генерированный неравновесный заряд.

Закономерность (1.22) является важнейшей для анализа и обработки экспериментальных результатов, потому что индуцированный ток однозначно связан с распределением электрического поля в объеме детектора. В последующих главах уравнение (1.22) будет всесторонне рассмотрено и проанализировано.

1.3 Энергетические уровни радиационных дефектов в кремниевых детекторах

1.3.1 Классификация дефектов в кремниевых приборах

Идеальная кристаллическая решетка полупроводника представляет собой структуру определенной симметрии бесконечного размера. Однако в реальном кристалле у любого полупроводника есть границы (поверхности), структура которых отличается от объемного материала, а в объеме кристалла присутствуют несовершенства, называемые дефектами. В зависимости от размера дефекты делятся на следующие группы [36]: точечные, линейные (дислокации), двумерные (граница кристалла) и объемные (кластерные) дефекты. Возможными

причинами появления дефектов являются: отклонение состава материала от стехиометрического при выращивании (ростовые дефекты) [37], термическая обработка (термодефекты) [38], пластическая деформация (дислокации) [39] и радиационное воздействие (радиационные дефекты).

Регистрация излучений неизбежно приводит к образованию радиационных дефектов в кристаллической решетке кремния. Процессы дефектообразования под воздействием различных типов излучений детально описаны в ряде монографий, напр. [9,40] и в оригинальных статьях [41–50]. Потеря энергии частиц при взаимодействии с кристаллической решеткой приводит к следующим процессам:

1. смещение атомов решетки из узла в междоузельное положение, приводящее к образованию первичных дефектов - вакансий и междоузлий (пары Френкеля),
2. вторичные процессы образования дефектов, производимые первично выбитыми атомами кремния (ПВА или атом отдачи (*recoil*)) при их энергии более 12 кэВ) и приводящие к каскадному процессу образованию дефектов и кластеров,
3. генерация электронов и дырок, дрейф которых формирует сигнал детектора.

Энергия, теряемая частицами в процессах 1 и 2, иллюстрируемых на рисунках 1.5 и 1.6, носит название «неионизационные» потери (*Non-Ionizing Energy Loss, NIEL*) и зависит от энергии и массы частицы. При росте энергии частиц NIEL уменьшается, тогда как при возрастании массы эти потери существенно увеличиваются. Поскольку в БАК основными регистрируемыми частицами являются адроны, имеющие малые массы, а энергия протонов в пучке коллайдера достигает 7 ТэВ, то доля NIEL составляет единицы % [51]. Процессы дефектообразования в значительной определяются температурой воздействия частиц [46]. При облучении при комнатной температуре первичные дефекты подвижны и подвержены термической перестройке, в результате которой большая часть (~98%) аннигилирует [52], и лишь 2% пар Френкеля участвуют в образовании точечных радиационных дефектов и кластеров, которые являются скоплением большого числа точечных дефектов.

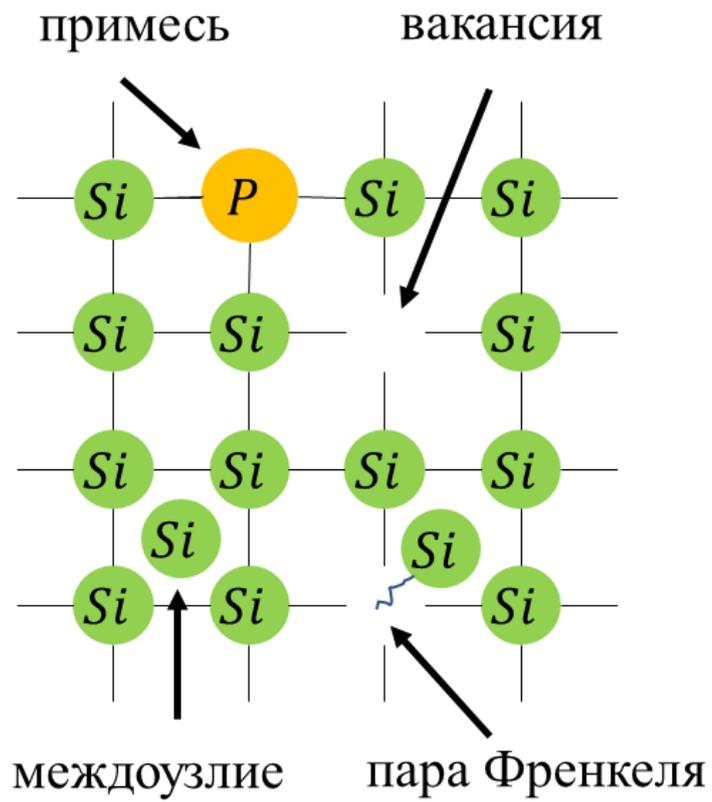


Рисунок 1.5. Точечные дефекты кристаллической решетки.

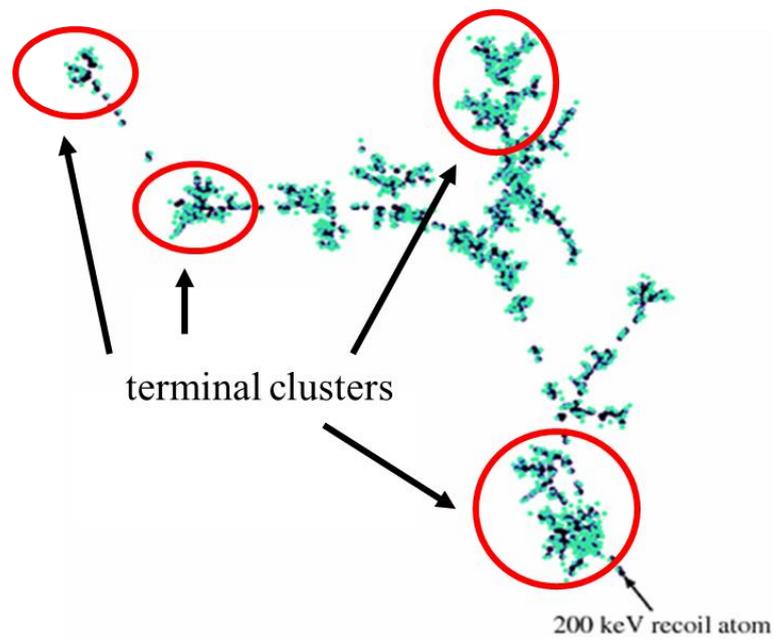


Рисунок 1.6. Расчетный трек ПВА и области остановки.

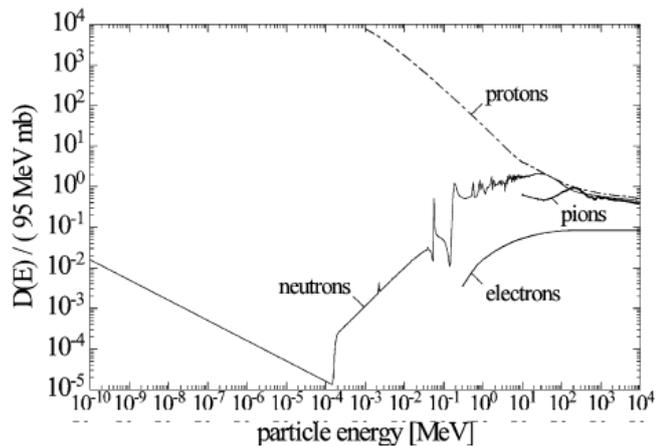


Fig. 1. Most reliable evaluation of the displacement damage functions for neutrons, protons, pions and electrons as recommended by the ROSE collaboration [15] (see text for details).

Рисунок 1.7. NIEL для различных типов облучаемых частиц [51].

Вводимые при облучении детектора дефекты формируют дискретные состояния для электронов и дырок в запрещенной зоне полупроводника, и если энергия ионизации (или как принято её называть в данном случае, энергия активации) таких уровней соответствует примерно половине запрещенной зоны, поэтому их часто классифицируют как глубокие уровни (ГУ). Распределенные по всему кристаллу точечные дефекты формируют спектр глубоких уровней ГУ в запрещенной зоне полупроводника. Таким образом, глубокий уровень – это энергетическое состояние примерно в середине запрещенной зоны полупроводника, которое могут занимать электроны или дырки и впоследствии эмитироваться в разрешенные зоны полупроводника [53–57].

Следует отметить, что исследования в данной работе проводятся при температурах ниже 10 К, когда тепловая энергия носителей заряда настолько мала, что вероятность их эмиссии с любого уровня в запрещенной зоне несущественна. Следовательно, под глубокими радиационными уровнями в данной работе понимаются любые состояния в запрещенной зоне, образованные радиационными дефектами. Эти состояния являются эффективными центрами захвата электронов и дырок и оказывают существенное влияние на перенос заряда в детекторе.

1.3.2 Энергетические уровни радиационных дефектов

При образовании неравновесных носителей заряда в полупроводниковой структуре начинают проявляться процессы, посредством которых она стремится вернуться к термодинамическому равновесию. В объеме полупроводника таким процессом является рекомбинация электронов и дырок, которая может быть двух видов:

- Рекомбинация электрона в зоне проводимости с дыркой в валентной зоне (зона-зона).

- Рекомбинация через дискретный уровень в запрещенной зоне.

Кремний является полупроводником с непрямой структурой зон, поэтому в присутствии глубоких уровней в материале доминирует рекомбинация носителей заряда через глубокие уровни [58,59]. ГУ являются эффективными центрами захвата электронов и дырок, и, следовательно, существенно влияют на характеристики детекторов. Существует и обратный процесс - эмиссия захваченного носителя заряда в соответствующую разрешенную зону полупроводника, которая определяет генерационную компоненту тока. Процессы генерации и рекомбинации носителей заряда схематично показаны на рисунке 1.8.

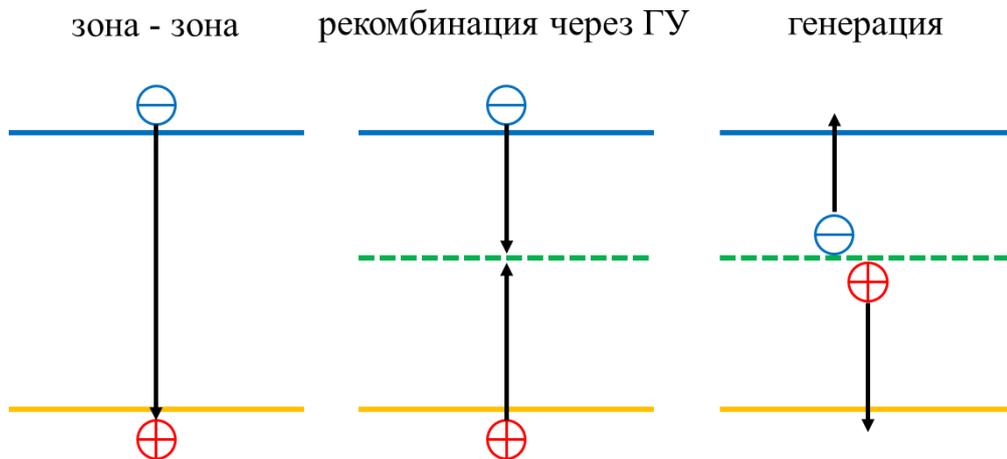


Рисунок 1.8. Процессы рекомбинации и генерации ННЗ в кремнии, содержащем ГУ.

В ОПЗ $p-n$ перехода присутствует электрическое поле, поэтому такая система *a priori* не находится в термодинамическом равновесии. Поэтому для описания процессов захвата и эмиссии носителей заряда принято использовать феноменологический подход [60–62], в котором концентрации свободных электронов и дырок изменяются по экспоненциальным законам. Рассмотрим полупроводник, в котором присутствует единственный глубокий уровень с энергией активации E_A и концентрацией ловушек N_t , который является эффективным центром захвата электронов. В случае, если в объеме полупроводника присутствуют только свободные электроны, их концентрация $n(t)$

$$\frac{dn(t)}{dt} = e_n n - t_n n, \quad (1.23)$$

где e_n – темп эмиссии электронов с ГУ, t_n – темп захвата электронов на ГУ. Решением уравнения (1.23) является экспоненциальная функция

$$n(t) = n_0 \exp\left(\frac{e_n - t_n}{t}\right). \quad (1.24)$$

Аналогично могут быть получены зависимости для дырок. Феноменологические параметры, описывающие изменения концентрации свободных носителей заряда во времени, записываются в следующем виде:

$$e_{n,p} = \frac{1}{\tau_{em}^{e,h}} = \sigma_{em}^{e,h} v_{th}^{e,h} N_{c,v} \exp\left(\frac{E_A}{k_B T}\right), \quad (1.25)$$

где $\tau_{em}^{e,h}$ – постоянная времени эмиссии электронов/дырок, $\sigma_{em}^{e,h}$ – сечение захвата электронов/дырок, описывающее вероятность взаимодействия носителей заряда с ГУ, $N_{c,v}$ – эффективная плотность состояний в валентной зоне/зоне проводимости и $v_{tr}^{e,h} = \sqrt{\frac{3k_B T}{m^{e,h}}}$ – тепловая скорость электронов/дырок, и темп захвата носителей $t_{n,p}$ определяется как

$$t_{n,p} = \frac{1}{\tau_{tr}^{e,h}} = \sigma_{tr}^{e,h} v_{th}^{e,h} N_t, \quad (1.26)$$

где $\tau_{tr}^{e,h}$ – постоянная времени захвата и $\sigma_{tr}^{e,h}$ – сечение захвата электронов/дырок, соответственно.

1.3.3 Электрическое поле в детекторе, содержащем глубокие уровни

Распределение электрического поля в p - n переходе, описываемое выражением (1.5), получено из условия, что в объеме материала присутствуют только мелкие донорные примеси; при этом все атомы примеси заряжены. Однако, при облучении детектора в объеме устройства появляются глубокие акцепторные и донорные уровни, степень заполнения которых зависит от температуры [63]. Концентрация заполненных уровней дает вклад в пространственный заряд, и она не равномерна по толщине детектора и зависит от координаты нелинейно. Поэтому в случае облученного детектора, когда концентрация ГУ сравнима или выше концентрации легирующей примеси, для вычисления электрического поля вводят понятие эффективной концентрации объемного заряда в ОПЗ:

$$N_{eff}(x) = N_D^+ - N_A^- + N_{DD}^+(x) - N_{DA}^-(x), \quad (1.27)$$

где N_D^+ и N_A^- концентрации положительно заряженных мелких доноров (например, фосфора в кремнии), соответственно, N_{DD}^+ и N_{DA}^- – концентрации заряженных глубоких доноров и глубоких акцепторов, соответственно. При температурах свыше 50 К все мелкие доноры и акцепторы в кремнии полностью заряжены, поэтому распределение $N_{eff}(x)$ в объеме полностью определяется зависимостями степеней заполнения глубоких уровней от координаты. Более того, под воздействием облучения высокоэнергетичными частицами в кремнии происходит уход мелких доноров (donor removal process) [64], поэтому концентрация N_D^+ может считаться пренебрежимо малой.

Для демонстрации нелинейности распределения электрического поля возможно использовать концепцию двухуровневую модель, в рамках которой полагается, что в объеме полупроводника присутствуют 2 эффективных уровня, суммирующих всю совокупность ГУ - один глубокий донорный уровень и один глубокий акцепторный [63]. Эти уровни генерируют стационарный ток со средним темпом генерации G . Процессы температурной генерации носителей заряда и их захват рассматриваются отдельно. Тогда для электронной и дырочной компонент электрического тока могут быть записаны уравнения неразрывности в стационарном случае:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} j_n &= G, & j_n(0) &= 0; \\ \operatorname{div} j_p &= G, & j_p(d) &= 0, \end{aligned} \quad (1.28)$$

Решениями таких уравнений являются $j_n = Gx$, $j_p = G(d - x)$, из которых могут быть получены концентрации свободных носителей заряда, стационарно генерированных глубокими уровнями:

$$\begin{aligned} n(x) &= \frac{Gx}{q_0 v_{dr}^e(x)}; \\ p(x) &= \frac{G(d - x)}{q_0 v_{dr}^h(x)}, \end{aligned} \quad (1.29)$$

где $v_{dr}^e(x)$ и $v_{dr}^h(x)$ – дрейфовые скорости электронов и дырок, соответственно.

На следующем этапе вычисляется вероятность заполнения глубокого уровня F в двухуровневой модели из условия равновесия эмиссии и захвата носителей заряда, используя выражения (1.25) и (1.26):

$$F = \frac{\sigma_{tr}^e v_{th}^e n(x) + 1/\tau_{tr}^h}{\sigma_{tr}^h v_{th}^h p(x) + 1/\tau_{tr}^e} \quad (1.30)$$

и вычисляются концентрации заряженных глубоких доноров и акцепторов:

$$\begin{aligned} N_{DD}^+(x) &= N_{DD} \frac{1}{1 + F}; \\ N_{DA}^-(x) &= N_{DA} \frac{F}{1 - F}. \end{aligned} \quad (1.31)$$

Для получения распределения электрического поля необходимо решить уравнение Пуассона:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{q_0}{\varepsilon_{Si}\varepsilon_0} N_{eff}(x). \quad (1.32)$$

Аналитическое решение системы уравнений (1.27), (1.29) – (1.32) затруднено сложностью зависимостей дрейфовых скоростей носителей заряда от координаты, и поэтому решение проводится численно. Таким образом, если известны параметры глубоких уровней в материале – энергия активации, концентрация и сечения захвата/выброса, то можно восстановить распределение электрического поля, используя для этого параметризацию $v_{dr}(E)$ (1.16). Примеры распределения для детектора при приложении напряжения 300 В и облученного нейтронами с энергией 1 МэВ, показаны на рисунке 1.9 [31]. Подробно описания распределения электрического поля в облучённых кремниевых детекторах приведены в работах [31,63,65–68].

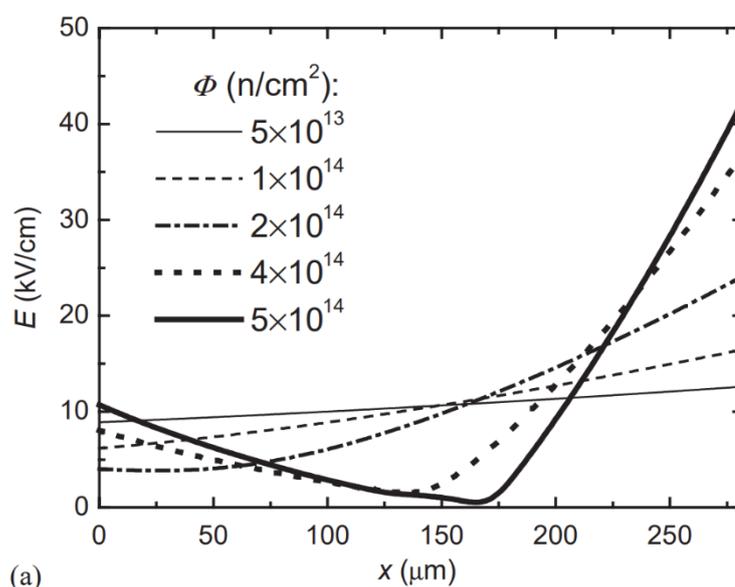


Рисунок 1.9. Распределение электрического поля с двумя максимумами.

Электрическое поле распределено нелинейно и имеет структуру с двумя максимумами (*double peak electric field*) у контактов и областью между ними, где электрическое поле мало. Из решений уравнений следует, что распределение электрического поля зависит от температуры, так как от температуры зависят степени заполнения глубоких уровней.

1.4 Кремниевые детекторы излучений

Кремний является одним из самых распространенных элементов на Земле. Микроэлектронные устройства на его основе доминируют во многих отраслях человеческой деятельности, включая детектирование радиационных излучений в физике высоких энергий (ФВЭ) на коллайдерных установках, а также в медицине [69,70] и в астрофизике [71,72].

За последние годы для различных задач ФВЭ было разработано и произведено множество видов детекторов излучений. В зависимости от облучающих частиц и информации, которую

необходимо получать с детекторов, они имеют различную структуру и толщину, могут быть позиционно-чувствительными или выполнять роль простых счетчиков. В последние годы запланированная модернизация БАК и переход к HL-LHC потребовали серьезных исследований детекторов с целью поиска оптимальной конструкции детектирующих систем и достижения максимальной радиационной стойкости планируемых к использованию на ускорителе сенсоров [73–76].

1.4.1 Планарные детекторы

Планарные детекторы используются по большей части в ФВЭ для регистрации множества видов частиц, таких как мюоны, нейтроны, протоны, тяжелые ионы и другие. Для их изготовления используются планарные технологии, включающие окисление, ионную имплантацию, фотолитографию и др. исходной пластины кремния.

Самым простым типом планарного детектора является *pad* детектор с одним основным не сегментированным p - n переходом. Такой сенсор состоит из толстого (несколько сотен микрон) чувствительного объема n или p типа и омических контактов с обеих сторон пластины. Например, на рисунке 1.10 показан $p^+/n/n^+$ детектор, в котором чувствительный объем имеет n -тип проводимости и на поверхности детектора сформирован p^+ - n переход а высоколегированная n^+ область является тыловым омическим контактом. Как правило, на периферии детекторов формируется система защитных плавающих p^+ колец (*voltage termination structure, VTS*), что позволяет плавно понижать потенциал на периферии предотвращая пробой [77,78].

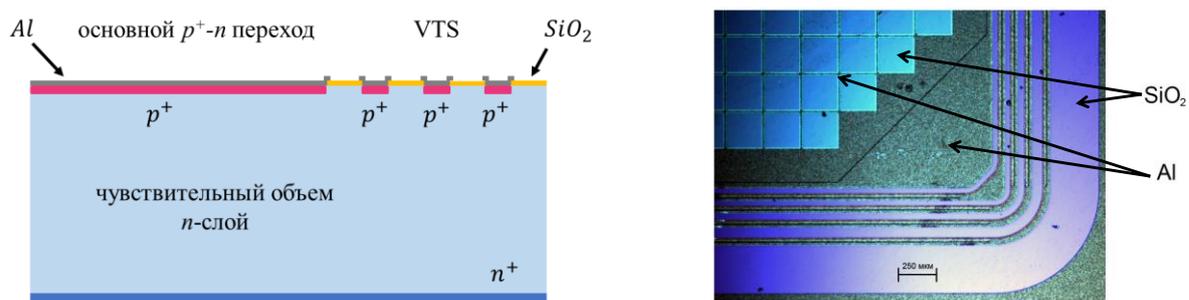


Рисунок 1.10. Схематичное сечение $p^+/n/n^+$ *pad* детектора и фотография части поверхности

Технологический процесс производства такой структуры показан на рисунке 1.11. На первом этапе имеется кремниевая пластина, легированная фосфором, изготовленная методом зонной плавки. Затем происходит окисление (создание оксида кремния на поверхности) для ликвидации поверхностных токов утечки. К тому же, окисел защищает кремний во время производства и при эксплуатации приборов от механических воздействий. Затем с помощью методов фотолитографии вытравливаются «окна» в оксиде для дальнейшего легирования примесями, которое происходит методом ионной имплантации. p^+ контакт легируется бором

обеспечивая толщину контакта около 0.2 мкм. С другой стороны пластины происходит легирование фосфором и создается n^+ контакт толщиной 5 мкм.. После завершения имплантации пластина отжигается при температуре 800°C для отжига радиационных повреждений в имплантированных слоях и активации примесей. Далее с помощью напыления и фотолитографии наносятся контакты из алюминия. Алюминиевый контакт может быть не только сплошным, но также в виде сетки, что позволяет одновременно сохранять проводимость при гелиевых температурах и иметь прозрачный для света металлизированный контакт.

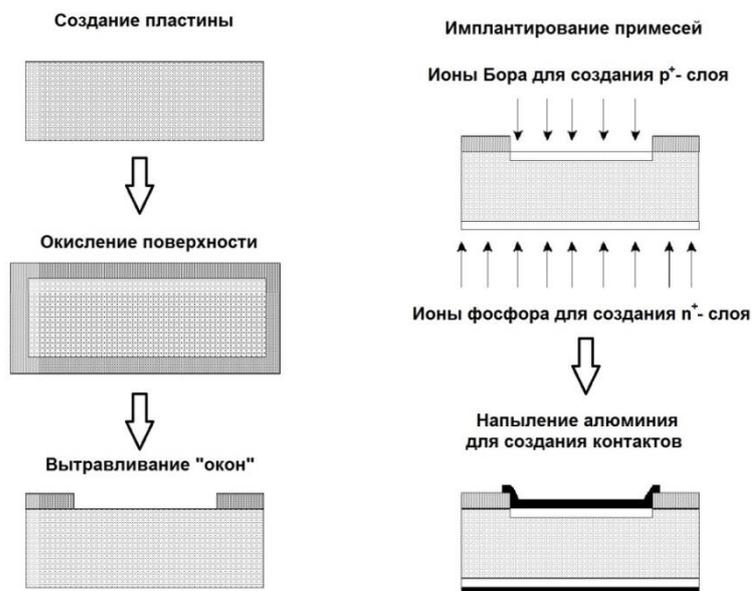


Рисунок 1.11. Технологический процесс изготовления планарных детекторов

Принцип регистрации частицы типичным $p^+/n/n^+$ детектором представлен на рисунке 1.12. Частица, попадая в объем сенсора, генерирует электронно-дырочные пары. При приложении обратного напряжения под действием электрического поля неравновесные электроны дрейфуют в ОПЗ к n^+ контакту, а дырки к p^+ контакту. Такой дрейф формирует сигнал во внешней цепи.

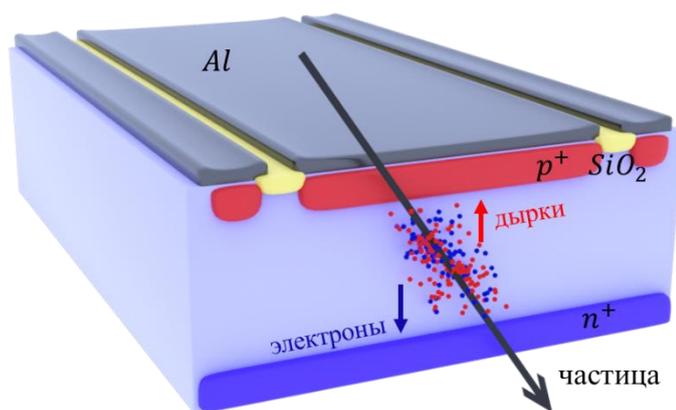


Рисунок 1.12. Принцип регистрации частицы кремниевым PAD детектором.

Такой $p^+/n/n^+$ *pad* детектор не является позиционно-чувствительным, так как параметры тока во внешней цепи не зависят от того, в какую часть поверхности сенсора попадает частица. Для того, чтобы реализовать возможность детектировать положение частицы вдоль одной оси разработаны несколько типов сегментированных детекторов.

В стриповом детекторе (*strip detector*) основной переход сегментирован на стрипы [79,80] (рисунок 1.13). Каждый стрип подключен к отдельной цепи считывающей электроники, что позволяет получать информацию с индивидуального стрипа.

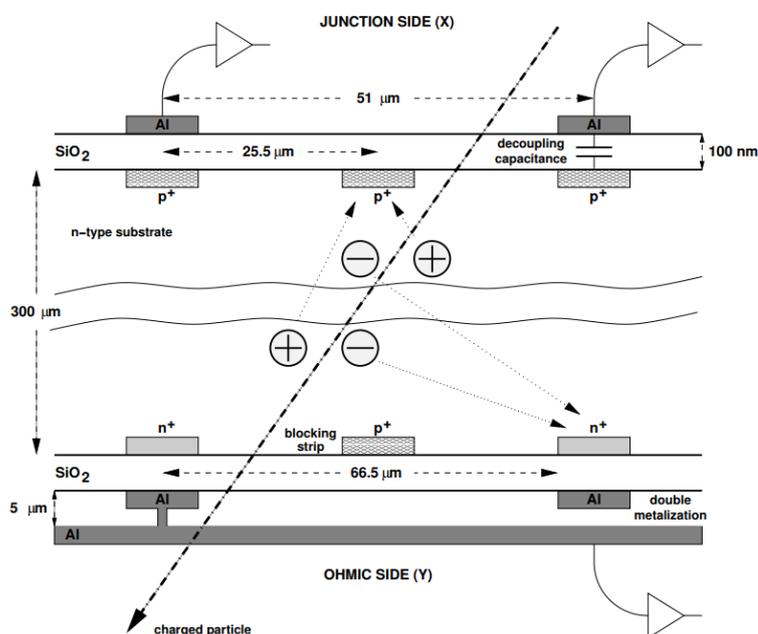


Рисунок 1.13. Схематическое сечение стрипового детектора.

Следует отметить, что важным отличием стрипового детектора от *pad* детектора является присутствие слоя диэлектрика между p^+ слоем и металлом, что устраняет основную проблему такого детектора – подключение к внешней цепи считывающей электроники. Диэлектрический

слой играет роль связывающего конденсатора между стрипом и каналом предусилителя внешней цепи (*decoupling capacitance*) [81].

Для повышения позиционной чувствительности по всей поверхности детектора каждый стрип может быть также сегментирован в массив $p-n$ переходов. Полученный таким образом детектор называется пиксельный детектор (*pixel detector*), показанный на рисунке 1.14а [82–85]. Каждый отдельный пиксель подключается к индивидуальному каналу считывающей электроники, что, учитывая топологию поверхности, может быть сделано только методом соединения отдельно изготовленных детектора и чипа с электроникой путем бондинга (*bump bonding*) [86,87] (рисунок 1.14б).

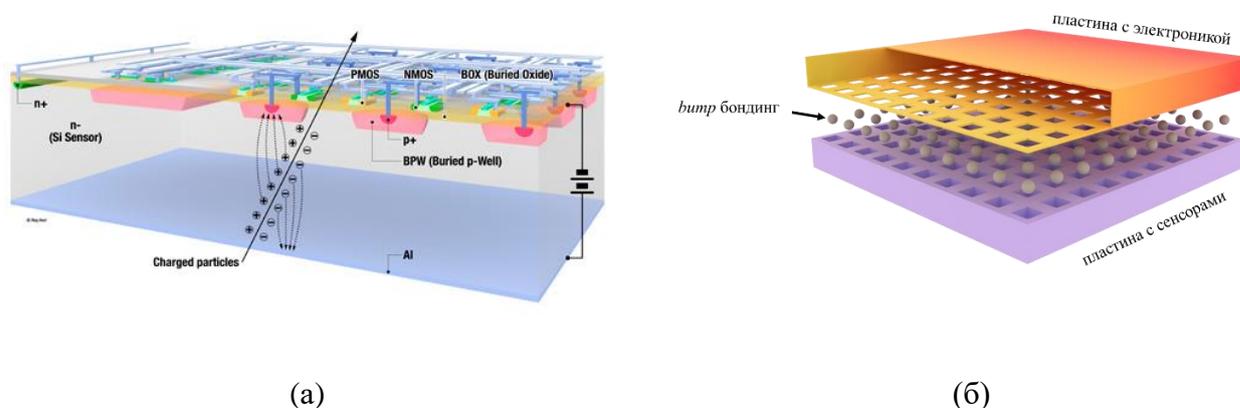


Рисунок 1.14. Пиксельный кремниевый детектор. (а) – схематичное сечение, (б) – бондинг сенсоров со считывающей электроникой.

1.4.2 3D детекторы

Для увеличения количества электронно-дырочных пар внутри сенсора, т.е. его сигнала [88], планарные детекторы имеют, как правило, толщину в несколько сотен микрон. Однако, большая толщина одновременно является недостатком планарных детекторов. Увеличение толщины приводит к необходимости повышения рабочего напряжения, приводя к росту токов утечки и вероятности пробоя структуры [89]. Большая толщина также соответствует большему времени собирания электронов и дырок на контактах, так как дрейфовый путь ННЗ увеличивается [90,91].

Чтобы избежать этих ограничений, было предложено использовать другую архитектуру детекторов, т.н. 3D детектор, схематичное сечение и трехмерное изображение которого показаны на рисунке 1.15 [92–96]. В такой структуре $p-n$ переходы сформированы не на поверхности, а внутри объема детектора, путем создания p^+ и n^+ колонок, что повышает дискретность регистрации частиц. С точки зрения налетающей частицы толщина детектора, и, следовательно,

вероятность ее полной остановки остается неизменной. С другой стороны, толщина области, в которой присутствует электрическое поле, существенно ниже, что позволяет снизить рабочее напряжение и время собирания неравновесного заряда.

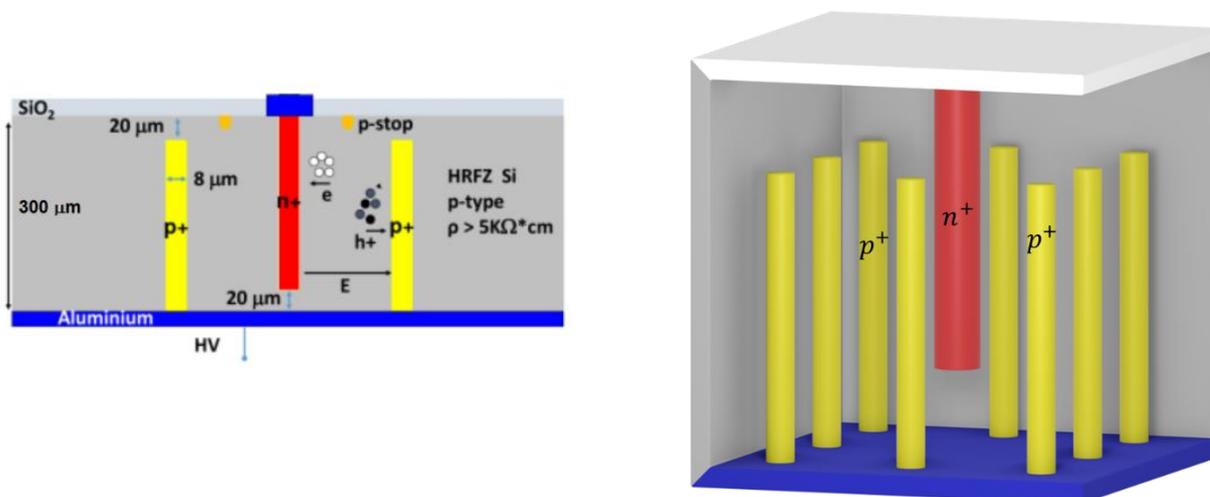


Рисунок 1.15. Схематичное сечение 3D детектора.

Существенным недостатком такого детектора является сложность его изготовления, требующая значительно более совершенных технологий, чем изготовление планарных детекторов.

Современные детекторы, используемые в HL-LHC, в основном изготавливаются как $n^+/p/n^+$ структуры, что не связано с деградацией свойств кремния как такового, а определяется оптимизацией распределения электрического поля в чувствительном объеме. Рабочим переходом является n^+-p переход, вблизи которого напряженность электрического поля остается максимальной до и в процессе облучения детектора, что позволяет реализовать более высокую эффективность собирания заряда и улучшение быстродействия. Однако использование p -кремния усложняет технологию изготовления детекторов, поскольку возникает необходимость создания изолирующих p^+ слоев между рабочими переходами [97].

1.4.3 LGAD детекторы

Планарные и 3D детекторы широко используются для детектирования частиц высоких энергий в коллайдерных установках, так как такие частицы глубоко проникают в чувствительный объем сенсоров и формируют сигнал большой амплитуды, который затем регистрируется цепью считывающей электроники. Напротив, для частиц малых энергий такие устройства не подходят, потому что продуцируемый ими сигнал имеет малую амплитуду и не может быть корректно зарегистрирован считывающей электроникой. Для детектирования таких частиц могут быть

использованы лавинные фотодиоды [98–101], в которых внутренний коэффициент умножения заряда может варьироваться в пределах 10-1000. Эти устройства позволяют зарегистрировать сигнал вплоть до единиц фотонов. Однако существует ряд недостатков, связанных с увеличением шума диода вследствие большого коэффициента умножения. К тому же увеличенные токи утечки зачастую не позволяют сочлениить такие детекторы с современной считывающей электроникой, используемой в ФВЭ.

Для устранения этих недостатков были разработаны лавинные детекторы с малым усилением (*low-gain avalanche detectors, LGAD*), имеющие структуру $n^{++}/p^+/p/p^{++}$ на основе высокоомного p -кремния, коэффициент усиления которых до облучения составлял 5-10 [102–105]. Сечение LGAD представлено на рисунке 1.16 [105]. Умножение заряда происходит во встроенном p^+ слое, легированном бором, где электрическое поле достигает величины, достаточной для лавинного умножения носителей. Однако на начальном этапе разработки этих детекторов было установлено, что облучение приводит к уменьшению коэффициента усиления сигнала, что удалось частично подавить при легировании p^+ -слоя галлием [106].

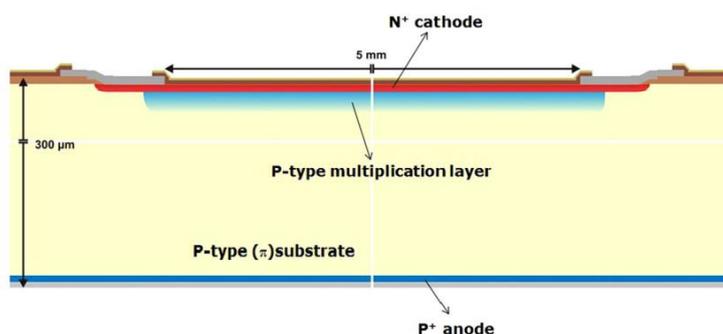


Рисунок 1.16. Схематическое сечение LGAD детектора [105].

Результаты многочисленных исследований, направленных на разработку сценария радиационной деградации кремниевых детекторов, используемых в экспериментах на HL-LHC, обобщены в [107], где приведено детальное описание аспектов, рассмотренных в данной главе.

1.5 Выводы

Современные технологии производства кремниевых детекторов позволяют создавать устройства различных конструкций и назначений: от простых планарных сенсоров с одним основным p - n переходом до трехмерных детекторов. Однако во всех без исключения рассмотренных в Главе приборах основной чувствительной частью является p - n переход. Именно свойства p - n перехода определяют характеристики полупроводниковых детекторов, важные с практической точки зрения. Поэтому исследования в данной работе проводятся с использованием простейших *pad* детекторов. Такое рассмотрение позволяет получить закономерности, характерные для всех кремниевых детекторов в целом.

ГЛАВА 2 Экспериментальные методы исследования

Вторая глава диссертации посвящена описанию экспериментальных методов исследования процесса переноса ННЗ в детекторах. В главе даны подробные описания экспериментальных установок и используемого оборудования, а также приводятся модель метода переходного тока (*Transient Current Technique*, ТСТ) и основные закономерности, описывающие токовые отклики детектора. Показано, как распределение электрического поля в объеме детектора связано с индуцированным током, вызванным дрейфом носителей в объеме детектора.

2.1 Метод переходного тока

Основным методом исследования полупроводниковых детекторов, их свойств и параметров в данной работе является Метод Переходного Тока (ТСТ). Суть метода состоит в регистрации токового отклика детектора на импульсную генерацию носителей заряда вблизи одного из контактов. Такие неравновесные носители заряда дрейфуют как единое целое в электрическом поле ОПЗ, формируя токовый импульс во внешней цепи. Форма отклика однозначно связана с дрейфовой скоростью частиц, величина которой определяется электрическим полем, распределенным в объеме [108].

Для генерации неравновесных носителей заряда, как правило, используется лазерное излучение в диапазоне длин волн 600 – 700 нм. Длительность лазерного импульса не превышает нескольких десятков пикосекунд. В данной работе использовались лазеры со следующими параметрами излучения: длина волны $\lambda_0 = 630$ нм и 660 нм, длительность импульса 18 пс и 47 пс, соответственно. Для облучения образцов светом использовалось многомодовое оптическое волокно с толщиной порядка 250 мкм, сколотое таким образом, что площадь пятна лазерного света на поверхности образца составляла примерно 1 мм^2 . Учитывая небольшое расстояние между торцом волокна и поверхностью образца, а также незначительную расфокусировку, для упрощения можно считать, что образец облучается параллельным и монохроматическим пучком света. При этом глубина проникновения лазерного излучения в кремний при такой длине волны составляет единицы микрон [109], и размер облака генерированных носителей заряда существенно меньше толщины и латеральных размеров детектора. Поэтому для упрощенного описания метода можно считать, что размер облака пренебрежимо мал и носители заряда генерируются лазером у поверхности детектора в слое нулевой толщины (заряженная плоскость). Учет влияния размеров облака генерированных лазером носителей заряда проводится в Главе 3.

Ниже рассматривается физическая основа для обработки импульсного фотототклика $p^+/n/n^+$ детектора, измеряемого методом переходного тока на примере генерации носителей заряда вблизи p^+ контакта (рисунок 2.1). $e-h$ пары генерируются в электрическом поле $p-n$ перехода, которое задает электронам и дыркам противоположно направленные вектора дрейфовых скоростей. Электроны дрейфуют в сторону n^+ контакта, тогда как вклад в ток дырок, находящихся вблизи p^+ контакта, пренебрежимо мал. Дрейфующие электроны индуцируют ток во внешней электрической цепи и в соответствии уравнением (1.22), ток пропорционален дрейфовой скорости носителей, а сама дрейфовая скорость определяется в каждой точке пространства величиной E (уравнение (1.16)). При этом распределения электрического поля в необлученном и облученном детекторах существенно отличаются.

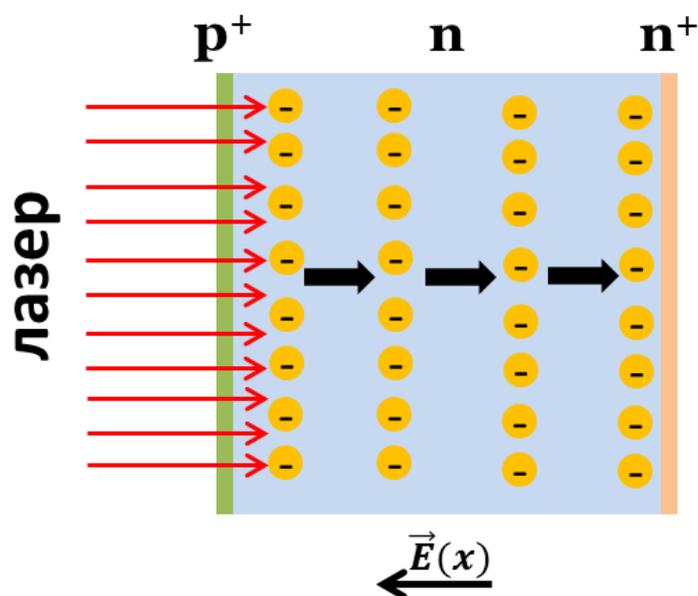


Рисунок 2.1. Модель метода переходного тока.

2.1.1 Токовый отклик необлученного детектора

В необлученном детекторе, объем которого содержит мелкие легирующие примеси, распределение электрического поля описывается либо выражением (1.3) (неполное обеднение), либо (1.5) (полное обеднение), что приводит к различию импульсов тока $i(t)$ во внешней цепи. Ниже эти аспекты рассмотрены для $p^+/n/n^+$ детектора, в котором n -слой легирован фосфором с концентрацией N_D .

Токовый отклик полностью обедненной структуры может быть получен из выражений (1.5), (1.10) и (1.22):

$$i(t) = \frac{Q_0}{d} v_{dr}(x(t)) = \frac{Q_0}{d} \frac{dx}{dt} = \frac{Q_0}{d} \mu(E, T) E(x). \quad (2.1)$$

Решение правого равенства в (2.1) с граничным условием $x(0) = 0$ дает

$$i_e(t) = \frac{Q_0}{d} \mu_e (E_0 + E_d) \exp\left(-\frac{t}{\tau_{dr}^e}\right), \quad (2.2)$$

где μ_e – подвижность электронов и τ_{dr}^e – постоянная времени дрейфа электронов:

$$\tau_{dr}^e = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{e \mu_e N_d}. \quad (2.3)$$

Важно отметить, что токовый импульс будет продолжаться до тех пор, пока электроны не достигнут n^+ контакта, тогда в упрощенной модели заряженной плоскости электрический ток мгновенно становится равным нулю. На рисунке 2.2а представлен модельный токовый отклик детектора на импульсную генерацию неравновесного заряда вблизи p^+ контакта.

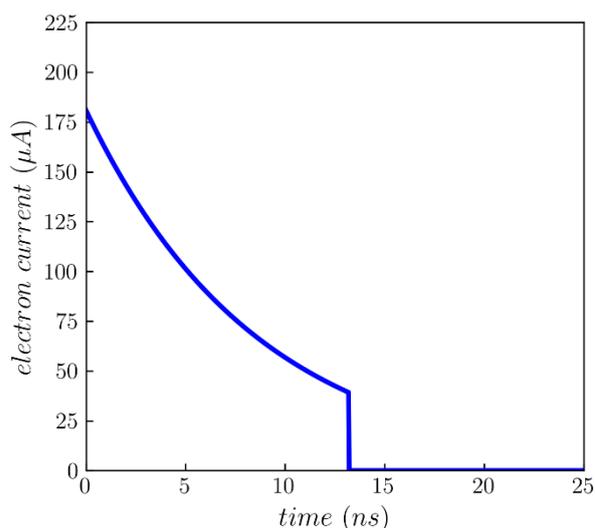
Аналогично из выражения (2.1) и граничного условия $x(d) = 0$ может быть получено выражение для тока, индуцированного дрейфом дырок, когда генерация лазером происходит вблизи n^+ контакта.

$$i_h(t, T) = \frac{Q_0}{d} \mu_h(T) E_d \exp\left(\frac{t}{\tau_{dr}^h}\right), \quad (2.4)$$

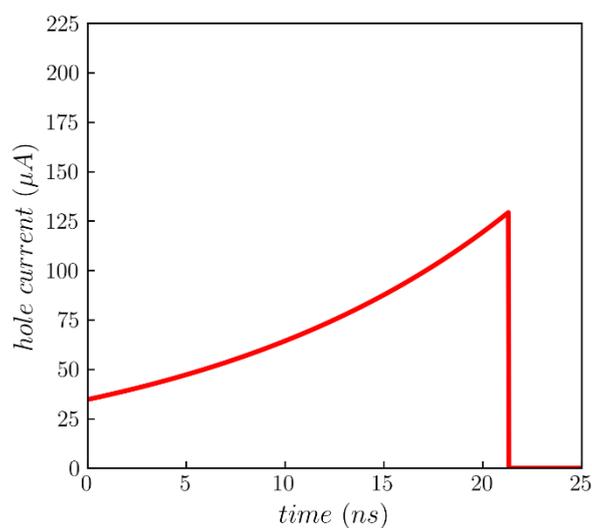
где μ_h – подвижность дырок, τ_{dr}^h – постоянная времени дрейфа дырок:

$$\tau_{dr}^h = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{e \mu_h N_d}. \quad (2.5)$$

В этом случае электроны мгновенно удаляются из объема детектора и не вносят вклад в ток. Модельный токовый отклик детектора на дрейф дырок в соответствии с выражением (2.4) представлен на рисунке 2.2б.



(a)



(б)

Рисунок 2.2. Модельный токовый отклик детектора на дрейф (а) электронов и (б) дырок.

Форма сигналов описывается постоянной времени дрейфа электронов и дырок, которая в свою очередь определяется подвижностью ННЗ и концентрацией легирующей примеси. Следовательно, анализ токовых откликов детектора в методе переходного тока для необлученного и полностью обедненного сенсора позволяет получить информацию о распределении электрического поля в объеме материала, подвижностях носителей и распределении концентрации заряженных примесей в объеме структуры.

Когда приложенное обратное смещение меньше напряжения полного обеднения, то есть при неполном обеднении детектора ширина ОПЗ меньше толщины детектора ($w < d$), и распределение $E(x)$, описываемое выражением (1.3), может быть представлено в виде (схематично показано на рисунке 2.3):

$$E(x) = \begin{cases} E_0 \frac{w}{d} \left(1 - \frac{x}{w}\right), & 0 \leq x \leq w, \\ 0, & w < x \leq d \end{cases}, \quad (2.6)$$

где область $w < x \leq d$ является нейтральной областью, в которой объемный заряд равен нулю.

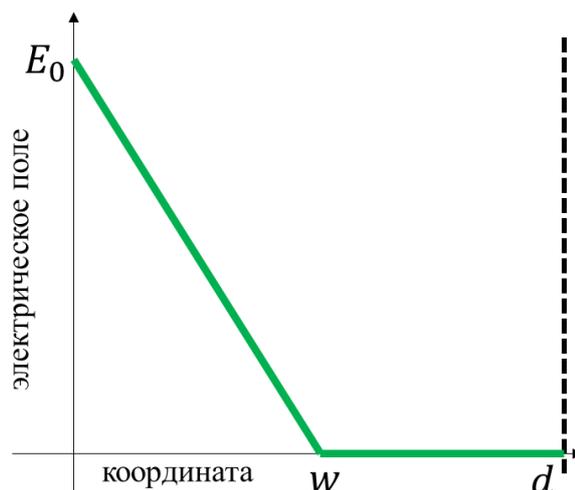


Рисунок 2.3. Схематичное распределение электрического поля в объеме детектора при его неполном обеднении.

Поскольку электрическое поле в частично обедненной $p^+/n/n^+$ структуре имеет максимум у p^+ контакта, то наблюдение токовых откликов возможно лишь при лазерной генерации носителей заряда вблизи него и дальнейшего дрейфа электронов в сторону n^+ контакта. Генерация вблизи n^+ контакта в области, где электрическое поле имеет нулевую величину, не вызовет дрейфа носителей заряда. Электроны и дырки в нейтральном объеме рекомбинируют друг с другом, не индуцируя ток во внешней цепи. Напротив, в частично обедненных $p^+/p/n^+$ структурах максимум электрического поля находится у n^+ контакта, и возможно наблюдение только дрейфа генерированных вблизи него дырок.

Поскольку нейтральная часть объема детектора имеет проводимость (определяемую концентрацией легирующей примеси), то дрейфующие электроны изменяют поток вектора напряженности электрического поля не только у n^+ контакта, но и у границы ОПЗ. Таким образом, в нейтральной части объема детектора формируются нестационарное электрическое поле E_b и избыточный положительный заряд на границе ОПЗ и нейтрального объема, как отклик на перемещение отрицательно заряженной плоскости электронов. Подробно механизм формирования токового сигнала в такой структуре изложен в [108], где получены следующие результаты для откликов детектора.

Ток в частично обедненной структуре складывается из двух компонент, дрейфовой i_{dr} , связанной с перемещением облака электронов и индукцией тока у n^+ контакта детектора, и омической i_{Ω} , которая определяется релаксацией нейтрального объема после появления неравновесного положительного заряда:

$$i(t) = i_{dr}(t) + i_{\Omega}(t). \quad (2.7)$$

Решение уравнений Максвелла и Пуассона для поля E_b и токового отклика дает:

$$i(t) = \frac{Q_0 \mu_e E_0 w}{d} \left(\frac{1}{\tau_{dr}^e} - \frac{1}{\tau_\Omega} \right)^{-1} \left[\frac{1}{\tau_\Omega} \left(\frac{d}{w} - 1 \right) e^{-t/\tau_\Omega} - \left(\frac{d}{w \tau_\Omega} - \frac{1}{\tau_{dr}^e} \right) e^{-t/\tau_{dr}^e} \right], \quad (2.8)$$

где τ_Ω – время релаксации нейтральной части материала

$$\tau_\Omega = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{e \mu_e n(T)} \frac{d}{w}, \quad (2.9)$$

где $n(T)$ – концентрация свободных электронов в нейтральном объеме. На рисунке 2.4 показан расчетный токовый отклик (2.8) детектора при $V_b = 100$ В , температуре $T = 293$ К , $\mu_e = 1500$ см²/В·с и $N_D = 5 \cdot 10^{12}$ см⁻³. Поскольку все атомы фосфора в нейтральном объеме при такой температуре ионизованы, то $n(293$ К) = N_D , что дает $w = 160$ мкм.

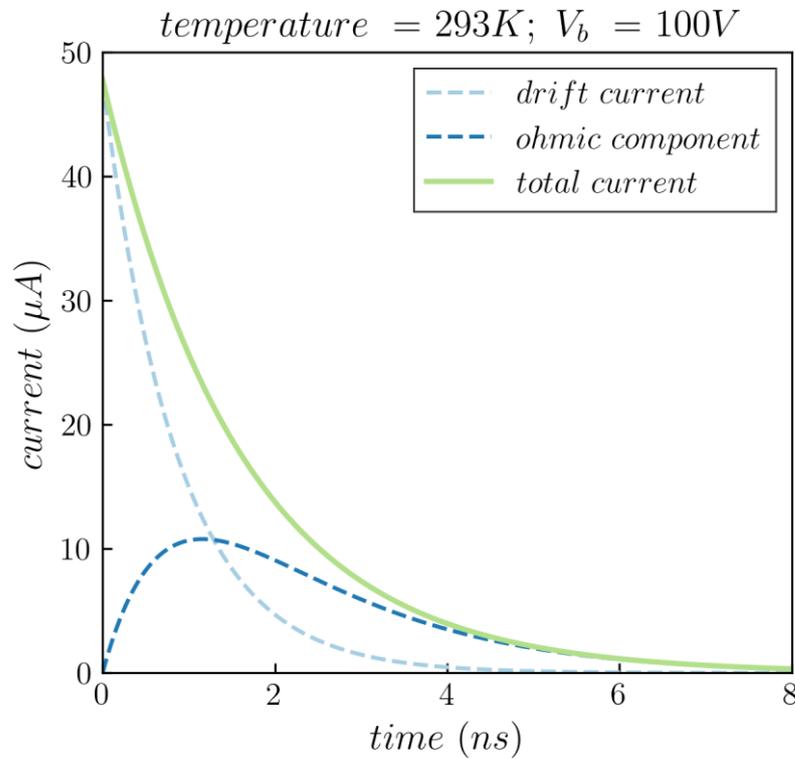


Рисунок 2.4. Пример расчетного токового отклика частично обедненного детектора и его компоненты.

Время релаксации нейтральной части детектора, описываемое (2.9), совпадает с точностью до отношения d/w со временем Максвелловской релаксации τ_M [110]:

$$\tau_\Omega = \frac{d}{w} \tau_M. \quad (2.10)$$

Важной особенностью выражения (2.10) является то, что $n(T)$ – экспоненциальная функция температуры, которая при понижении температуры стремится к нулю, обращая τ_{Ω} в бесконечность. В структуре, легированной только мелкой примесью фосфора с концентрацией N_D , концентрация свободных электронов в электронейтральном объеме определяется следующим выражением [11]:

$$n(T) = N_D^+(T) = \frac{N_D}{1 + 2\exp\left(\frac{E_F - E_t}{k_B T}\right)}, \quad (2.11)$$

где $N_D^+(T)$ – концентрация заряженных доноров фосфора, E_F – положение уровня Ферми, $E_t = E_C - E_A$ – энергетический уровень фосфора в кремнии, E_C – энергия, соответствующая дну зоны проводимости, и E_A – энергия активации фосфора, равная 45 мэВ [111]. Отсчет энергии ведется от потолка валентной зоны. При расчетах учитывалась зависимость ширины запрещенной зоны от температуры [112] для $T \leq 190$ К:

$$E_C(T) = 1.17 + 1.059 \cdot 10^{-5}T - 6.05 \cdot 10^{-7}T^2 \text{ эВ}. \quad (2.12)$$

Положение уровня Ферми E_F определяется из уравнения:

$$N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{k_B T}\right) = \frac{N_D}{1 + 2\exp\left(\frac{E_F - E_A}{k_B T}\right)}, \quad (2.13)$$

где N_C – эффективная плотность состояний в зоне проводимости:

$$N_C = 2 \cdot 6 \cdot \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2}\right)^{3/2}, \quad (2.14)$$

где m_e – эффективная масса электрона (в кремнии $m_e = 1.06m_0$, m_0 – инвариантная масса электрона), h – постоянная Планка.

На рисунке 2.5а показана зонная диаграмма при $0 < T < 100$ К, полученная в соответствии с выражениями (2.12) и (2.13). Положение уровня Ферми было найдено с помощью численного решения уравнения (2.13) методом Брента [113]. Уровень Ферми пересекает уровень фосфора при температуре около 35 К, и, следовательно, вблизи этой температуры происходит смена зарядового состояния атомов фосфора на нейтральное. Для этого же температурного диапазона зависимость $n(T)$ (рисунок 2.5б) приведена для уровня легирования $N_D = 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, причем зависимость имеет резкий спад при температурах 25 – 50 К и при $T = 35$ К половина атомов фосфора заряжена.

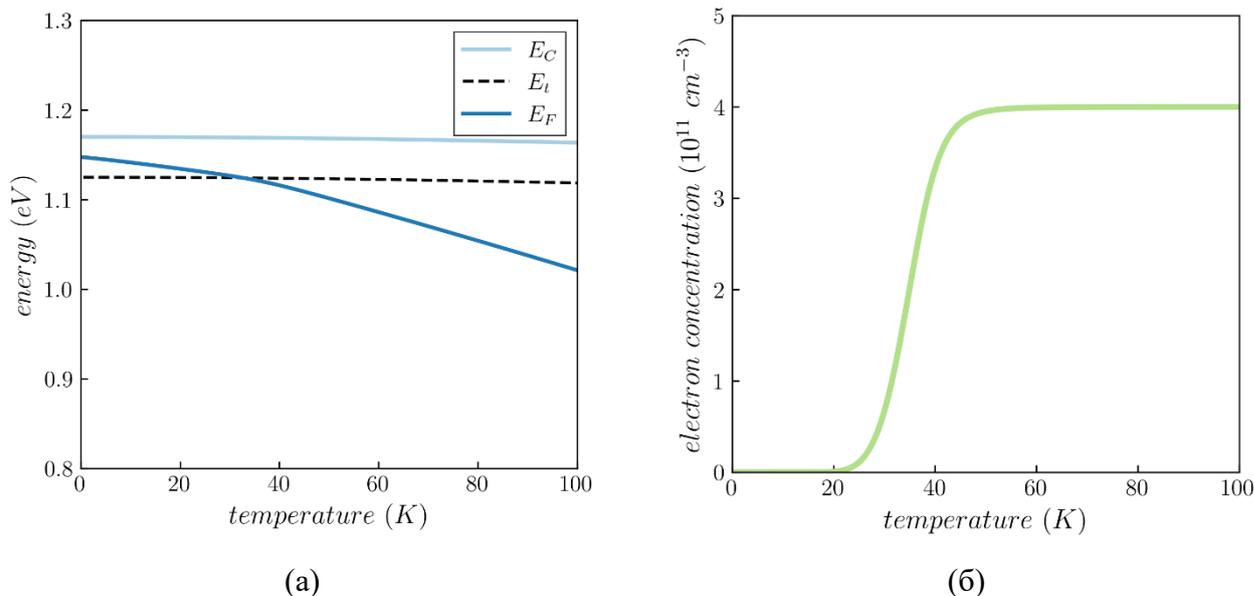


Рисунок 2.5. (а) – зонная диаграмма и положение уровня Ферми в кремнии, легированном фосфором, в зависимости от температуры; (б) – зависимость концентрации свободных электронов в нейтральном материале от температуры.

Омическая компонента тока существенно меньше дрейфовой в силу того, что возбуждение нейтрального объема мало, т.к. для генерации носителей заряда в ТСТ используется короткий лазерный импульс с малой интегральной интенсивностью. Поэтому для проведения оценок компонентой i_Ω можно пренебречь. Тогда экспоненциальный импульс (2.8) содержит лишь одну компоненту, описываемую постоянной времени τ_{dr}^e (2.3). Следовательно, реализация метода переходного тока для частично обедненного детектора, позволяет получить информацию о концентрации легирующей примеси в детекторе, энергии активации примеси в нейтральном объеме и собранном детектором заряде.

2.1.2 Токвый отклик облученного детектора

С точки зрения экспериментальной техники метод переходного тока в облученном детекторе реализуется так же, как и в необлученном. Используется лазерное излучение для генерации ННЗ вблизи одного из контактов и исследуется индуцированный дрейфом носителей заряда ток во внешней электрической цепи. Однако в облученном сенсоре распределение электрического поля нелинейно, что затрудняет аналитическое решение для токовых откликов. Более того, присутствие ловушек носителей заряда искажает форму импульсов тока вследствие процессов захвата и эмиссии.

Для полностью обедненной $p^+/n/n^+$ структуры, облучаемой лазером со стороны p^+ контакта при низкой температуре, дрейфовая скорость электронов может оказаться насыщенной

во всем объеме детектора, если электрическое поле будет достаточно велико. Из (1.22) следует, что токовый отклик детектора не зависит от времени и равен

$$i(t) = \frac{Q_0}{d} v_s. \quad (2.15)$$

С другой стороны, при облучении исследуемых структур происходит процесс удаления доноров фосфора из кремния за счет образования комплекса вакансия-фосфор (V-P) и доминирует процесс образования акцепторных глубоких уровней с участием вакансий [114]. В результате эффективная концентрация заряженных центров в объеме N_{eff} обратится в ноль, случай т.н. полной компенсации. Тогда в соответствии с уравнением Пуассона (1.2) электрическое поле в объеме структуры будет однородным и равным $E = V_b/d$, а токовый отклик детектора в соответствии с (1.22) и аналогично уравнению (2.15) не зависит от времени:

$$i(t) = \frac{Q_0}{d} v_{dr} \left(\frac{V_b}{d} \right), \quad (2.16)$$

Однако в обоих случаях присутствие глубоких центров в объеме детектора, являющихся эффективными центрами захвата носителей заряда, искажает форму сигнала, т.к. дрейфующий заряд уменьшается во времени. Процесс эмиссии носителей заряда с глубоких уровней также приводит к искажению; однако характерные времена этого процесса, как правило, существенно превышают время дрейфа носителей заряда через объем детектора, и его влияние можно считать пренебрежимо малым.

Уменьшение дрейфующего заряда за счет захвата носителей заряда описывается экспоненциальной функцией

$$Q(t) = Q_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_{tr}}\right), \quad (2.17)$$

где τ_{tr} – постоянная времени захвата носителей заряда на глубокие центры (выражение (1.26)). Тогда в выражении (1.22) необходимо заменить Q_0 на $Q(t)$, и токовый отклик детектора определяется как

$$i(t) = \frac{Q_0}{d} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{tr}}\right) v_{dr}(E). \quad (2.18)$$

При постоянной дрейфовой скорости ((2.15) или (2.16)), токовый отклик детектора (2.18) преобразуется в монотонно убывающую экспоненциальную функцию времени

$$i(t) = const \times \exp\left(-\frac{t}{\tau_{tr}}\right). \quad (2.19)$$

Вид функции (2.19) схож с видом функции (2.2). Этот факт в определенных условиях может создавать трудности в интерпретации результатов, не позволяя различить токовые сигналы, полученные от необлученного детектора и детектора, в котором $N_{eff} = 0$. Более того, если в облученном детекторе распределение электрического поля линейно, то токовый отклик детектора приобретает следующий вид:

$$i(t) = const \times \exp\left(-\frac{t}{\tau_{tr}}\right) \exp\left(-\frac{t}{\tau_{dr}^e}\right). \quad (2.20)$$

В этом случае стандартный анализ одиночного токового отклика не позволяет получить информацию о распределении электрического поля в объеме детектора или о времени захвата электронов на глубокие центры в отдельности. Алгоритм обработки данных, позволяющий восстановить распределение электрического поля в такой ситуации, описывается в Главе 5 .

2.2 Экспериментальная установка ТСТ

Исследования токовых откликов детекторов при низких температурах до облучения методом переходного тока были выполнены в ФТИ. Для изменения температуры эксперимента использовался криостат замкнутого цикла производства фирмы ARS, США. Блок-схема установки и её фотография представлены на рисунке 2.6. Криостат представляет собой замкнутый объем, внутри которого располагается медная конструкция, один конец которой погружен в резервуар, заполненный жидким гелием. На втором конце медной детали расположен держатель для образцов. Использование медного элемента позволяет эффективно охлаждать образец. Однако введение дополнительных конструкций и деталей для обеспечения дополнительных возможностей исследований приводит к тому, что воспроизводимое охлаждение образца возможно лишь до 6 К. Таким образом, исследования детекторов до облучения были проведены в диапазоне температур 6 – 300 К.

Для охлаждения из криостата с помощью турбомолекулярного насоса откачивается воздух для снижения давления до $10^{-6} - 10^{-7}$ Торр, что контролируется магнетронным датчиком с холодным катодом СС-10, Televac. Вне криостата в системе компрессора находится гелий в газообразном состоянии. Внутри криостата гелий проходит через тонкое сопло и сжижается, обеспечивая охлаждение медной конструкции и образца. Непосредственно вблизи исследуемого детектора располагается датчик температуры РТ-1000. Для повышения температуры используется нагреватель, представляющий собой резистивный нагреватель.

Управление системой контроля температуры производится с помощью температурного PID контроллера Lake Shore 335.

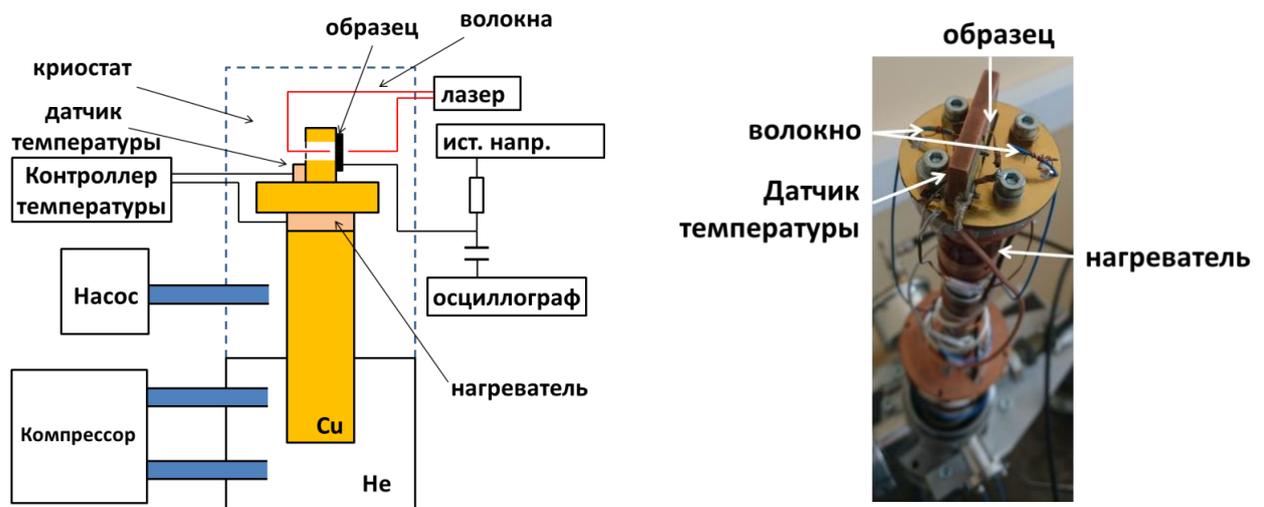


Рисунок 2.6. Блок-схема экспериментальной установки и фотография держателя образца.

К металлическому контакту основного $p-n$ перехода детектора с помощью зонда подключается внешняя электрическая RC цепь, в которой присутствует разделительный конденсатор, позволяющий использовать один кабель и для подачи напряжения на образец, и для регистрации сигналов с него. Тыловой контакт образца, поверхность которого представляет собой сплошной алюминиевый слой, плотно контактирует с медным основанием в силу жесткости зонда, обеспечивающего прижимающую силу. Поэтому медное основание внутри криостата соединяется с корпусом источника напряжения и заземляется. Приложение напряжения осуществляется через токоограничивающий резистор. Для этого используется источник напряжения высокой стабильности Keithley 2470, позволяющий подавать напряжение до ± 1100 вольт.

Для генерации неравновесного заряда используется импульсный источник лазерного излучения с длиной волны 660 нм, длительностью импульса 47 пс и переменной частотой повторения 100 Гц – 40 МГц. Ввод света в криостат осуществляется с помощью многомодового оптического волокна с толщиной сердцевины 250 мкм на обе стороны детектора, что позволяет исследовать дрейф как электронов, так и дырок. Площадь лазерного пятна на поверхности детектора составляет примерно 1 мм^2 , что позволяет избежать паразитной засветки неосновных $p-n$ переходов (защитных колец) на поверхности образца. Малая интегральная интенсивность лазерного излучения и расфокусировка пятна света на поверхности образца позволяют избежать генерации большого количества $e-h$ пар в детекторе, приводящее к образованию электронно-дырочной плазмы и эффектам, связанным с током, ограниченным пространственным зарядом [115].

Для регистрации импульсов тока во внешней цепи используется осциллограф LeCroy WavePro 5410 с аналоговой полосой пропускания 3 ГГц, частотой дискретизации 20 ГГц и входным сопротивлением 50 Ом. Триггером для запуска развертки на экране осциллографа является электрический импульс, исходящий от электроники, управляющей лазерными импульсами. Фотография приборов, используемых в экспериментальной установке, показана на рисунке 2.7.

Внутри криостата проложен коаксиальный кабель с толщиной внутреннего проводника 1 мм, полиэтиленовым изолятором и однослойным стальным экраном с целью предотвращения паразитного нагрева образца. Диаметр кабеля и волновое сопротивление составляют 3 мм и 50 Ом, соответственно. Ввод кабеля в криостат осуществляется с помощью вакуумных разъемов, также имеющих волновое сопротивление 50 Ом. Использование различных электрических деталей установки с одинаковым сопротивлением в 50 Ом позволяет достичь хорошей согласованности всей линии передачи сигнала от образца к осциллографу и избежать паразитных отражений сигнала, искажающих результаты эксперимента. Линия передачи сигнала имеет малую паразитную емкость с целью обеспечения быстрого отклика на изменения сигнала. Постоянная времени отклика внешней электрической цепи составляет 400 – 500 пс, что при частоте дискретизации осциллографа 20 ГГц позволяет получать информативные токовые отклики детектора, в том числе и при $T < 10$ К, когда длительность импульса в силу увеличения дрейфовой скорости носителей заряда уменьшается до 3 – 4 нс.



КРИОСТАТ
ЛАЗЕР
ТЕМП. КОНТР.
ИСТ. НАПР.
ОСЦИЛЛОГРАФ

Рисунок 2.7. Фотография приборов, используемых в методе переходного тока.

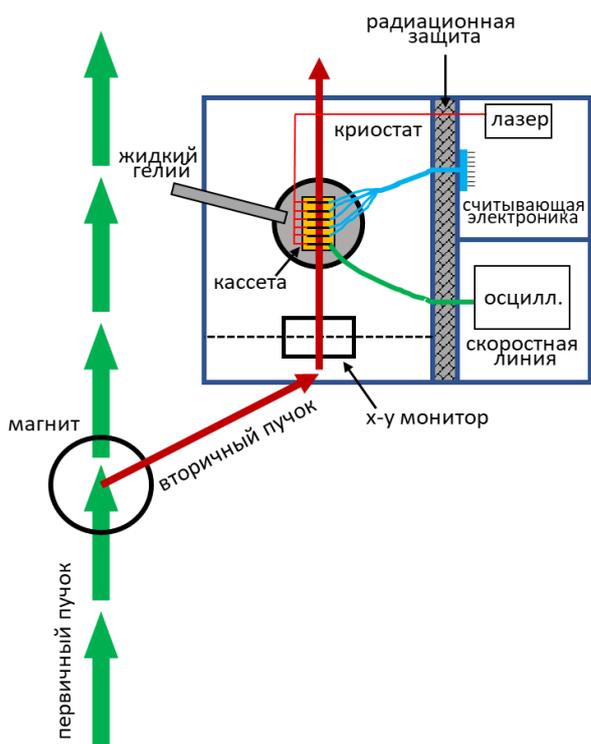
2.3 *in situ* радиационные тесты

Исследования возможности использования кремниевых детекторов на БАК в качестве мониторов потерь пучка при температуре сверхтекучего гелия были инициированы ЦЕРНОм [1]. В виду важности исследований и значимости их результатов для планирования модернизации БАК, ЦЕРНОм было выделено три сеанса работы ускорителя для выполнения экспериментов при температурах 1.9 К и 4.2 К и общей длительностью в 3 месяца.

2.3.1 Экспериментальная установка *in situ* радиационных тестов

Суть *in situ* радиационных тестов состояла в моделировании рабочей среды кремниевых сенсоров, путем их облучения интенсивными пучками протонов при температуре сверхтекучего гелия. В процессе облучения проводились измерения токовых откликов детектора при температуре сверхтекучего гелия (1.9 К) методом переходного тока. Схема эксперимента представлена на рисунке 2.8 (вид сверху). Из первичного пучка протонов с энергией 23 ГэВ с помощью электромагнита выделялся вторичный пучок PS, который подавался в закрытое помещение, в котором проводился эксперимент. Диаметр пучка в области эксперимента составлял примерно 1 см с интенсивностью $1.3 \cdot 10^{11} p/cm^2$. Пучок был сегментирован во времени на сгустки длительностью 400 мс, что соответствовало потоку поглощаемых детектором протонов $10^{10} p/c$. Временной профиль интенсивности сгустка протонов контролировался *x-y* монитором профиля пучка и осциллографом LeCroy waveRunner 625Zi.

В защищенном помещении устанавливался цилиндрический криостат, в котором располагалась кассета с 4 кремниевыми $p^+/n/n^+$ детекторами с толщинами 300 мкм и удельными сопротивлениями 10 – 15 кОм · см. Криостат заполнялся жидким гелием при температуре 4.2 К, и затем давление уменьшалось с помощью откачки паров до достижения гелием температуры 1.9 К, соответствующего его сверхтекучему состоянию в течение всей длительности теста (~6 недель).



(а)

(б)

Рисунок 2.8. (а) - схема эксперимента *in situ* радиационных тестов (вид сверху), (б) – фотография криостата.

Максимальная доза облучения детекторов составила примерно $1 \cdot 10^{16} \text{ p/cm}^2$. Детекторы в кассете находились в специально изготовленных держателях (рисунок 2.9), к которым подводились оптические волокна и электрические кабели, подключаемые через SMA разъемы.

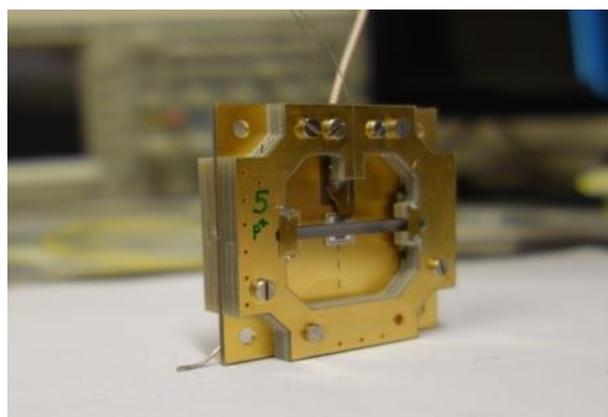
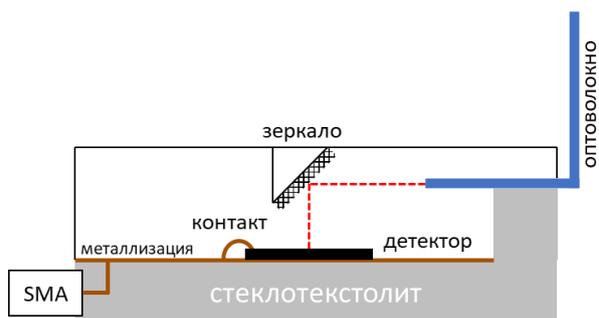


Рисунок 2.9. Держатель детектора, помещаемый в кассету внутри криостата.

К детекторам подключались тонкие коаксиальные кабели (диаметры жилы и изоляции 1 и 5 мм, соответственно, которые совместно выводились из криостата с помощью разъема в защищенное от радиации помещение, где располагалась считывающая электроника и лазер. Для генерации ННЗ в методе переходного тока использовался импульсный источник лазерного

излучения PILAS (EIG1000D), генерирующий свет с длиной волны 630 нм и длительностью импульса 18 пс.

Для одного из детекторов была отдельно организована специальная высокоскоростная линия передачи сигнала, измеряемого методом переходного тока. Для этого использовался коаксиальный кабель с волновым сопротивлением 50 Ом, толщиной сигнальной жилы 5 мм и толщиной изоляции 30 мм. Кабель подключался непосредственно к осциллографу с сопротивлением входа 50 Ом, что позволило достигнуть высокой согласованности линии передачи сигнала и постоянной времени отклика электрической цепи считывания сигнала порядка 150 пс. Для регистрации импульсов тока использовался осциллограф LeCroy WavePro 7300A с аналоговой полосой пропускания 3 ГГц и частотой дискретизации 20 ГГц. Такая линия передачи сигнала позволила наблюдать токовые отклики длительностью 1 – 2 нс без электрических искажений и паразитных отражений.

2.3.2 Схема эксперимента

Суть *in situ* радиационных тестов состоит в изучении характеристик детектора методом переходного тока непосредственно во время облучения интенсивным пучком протонов, фрагментированном на сгустки длительностью 400 мс. Энергия протонов составляла 23 ГэВ, что позволяет им проходить расстояние в 300 мкм в кремнии практически без потери энергии, генерируя электроны и дырки и формируя точечные дефекты. Учитывая, что площадь облучающего пучка составляет 1 см², а площадь основного перехода детектора равна 0.25 см², процессы ионизации, создания дефектов и *e-h* пар, а также заполнения носителями энергетических уровней радиационных дефектов также происходят равномерно по всему объему детектора. В методе переходного тока длительность токового отклика детектора, как правило, не превышает 10 нс, что значительно меньше длительности облучения, и поэтому можно считать, что метод переходного тока проводится в условиях квазистационарного заполнения глубоких и мелких центров.

В эксперименте лазер генерировал носители заряда вблизи n^+ контакта (рисунок 2.10); следовательно, токовый отклик детектора определялся дрейфом неравновесных дырок.

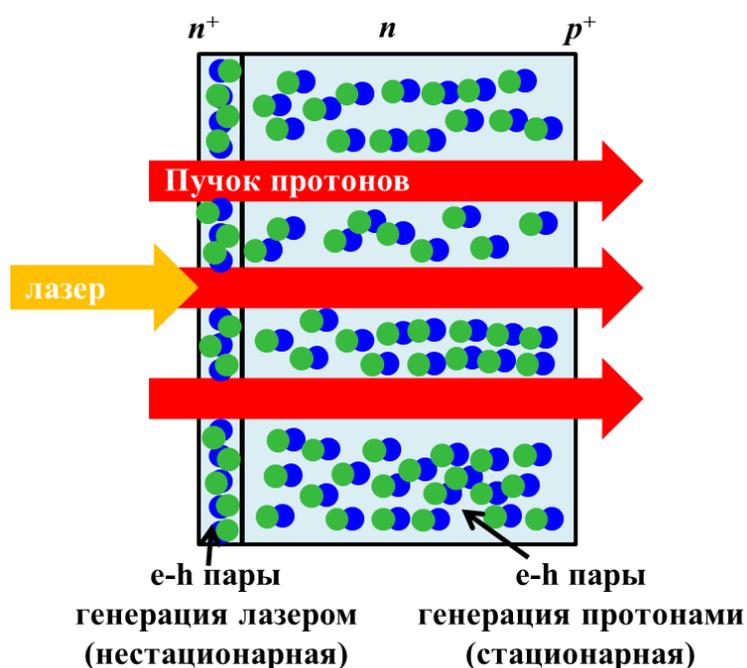


Рисунок 2.10. Генерация носителей заряда при использовании метода переходного тока в *in situ* радиационных тестах.

Математическое описание метода переходного тока в данном случае аналогично приведенному в п.2.1. Описание экспериментальных результатов и обработка данных приводится в Главе 5.

2.4 Выводы

Рассмотренный метод исследования кремниевых детекторов излучений ТСТ позволяет изучать кинетику переноса заряда в сенсорах, получать информацию о распределении электрического поля и свойствах материала. Различные конфигурации эксперимента позволяют также исследовать зарядовые состояния атомов примесей в объеме сенсоров. При этом эксперимент достаточно прост для реализации, что позволяет изучать устройства при любых температурах и при любых условиях облучения. При этом постановка эксперимента не зависит от температуры, что позволяет проводить адекватное сопоставление исследуемых параметров в широком температурном диапазоне.

При постановке экспериментов по методу ТСТ большое внимание было уделено корректности и точности применяемых решений. Было использовано современное измерительное оборудование: высокоскоростные осциллографы и пикосекундные лазеры, что позволяет судить о достоверности и воспроизводимости экспериментальных результатов.

ГЛАВА 3 Алгоритм обработки токовых откликов детекторов

Для обработки экспериментальных токовых откликов детектора разработан алгоритм, позволяющий восстанавливать распределения электрического поля и концентрации заряженных энергетических уровней и дефектов в объеме детектора. Ниже описание алгоритма и особенности его применения приведены на примере необлученного $p^+/n/n^+$ детектора с известной концентрацией легирующей примеси фосфора N_D в объеме n -кремния. Экспериментальный токовый отклик полностью обедненного детектора при комнатной температуре и напряжении $V_b = 50$ В представлен на рисунке 3.1.

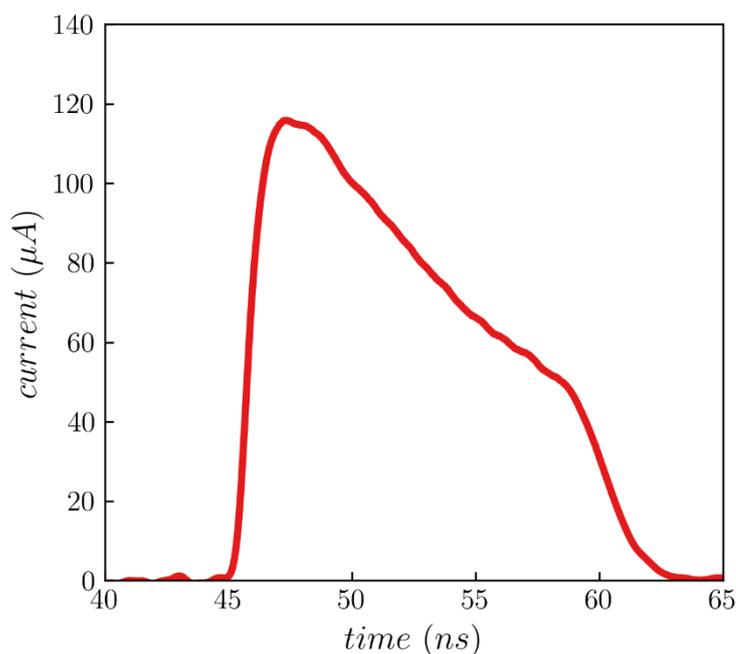


Рисунок 3.1. Пример токового отклика детектора.

На основании данных, изложенных в Главе 2 (п.2.1.1), идеальный токовый отклик детектора в таких условиях должен представлять собой монотонно убывающую экспоненциальную функцию. Фронт нарастания импульса, показанного на рисунке 3.1, составляет ~ 2.5 нс, затем наблюдается плавный участок уменьшения сигнала в течение 10 нс, и далее сигнал спадает до нуля в течение ~ 4 нс. Время нарастания сигнала связано с влиянием считывающей электроники, а форма спада связана с совокупным влиянием нескольких факторов, рассмотренных ниже.

При восстановлении распределения электрического поля в объеме детектора шаг оцифровки сигнала ТСТ и его случайные флуктуации между соседними точками могут давать anomalно высокие значения объемного заряда вплоть до случайных смен знака N_{eff} . Поэтому на первом этапе обработки данных необходимо максимально детально и точно восстановить

форму импульса тока, лишенную искажений, связанных с различными физическими процессами внутри и вне детектора.

3.1 Анализ факторов, влияющих на токовый отклик детектора

3.1.1 Влияние считывающей электроники на фронт нарастания сигнала

Считывающая электроника в экспериментах, использующих ТСТ, описанных в Главе 2, представляет собой RC цепь, состоящую из входного сопротивления осциллографа и суммы паразитных емкостей: емкости линии передачи сигнала, последовательной и параллельной емкостей детектора и емкости входного канала осциллографа. Для анализа влияния электроники на экспериментальный импульс тока эти емкости рассматриваются как единая паразитная емкость C_r , и постоянная времени цепи считывающей электроники определяется как $\tau_{RC} = RC_r$, где входное сопротивление осциллографа R в экспериментах составляло $R = 50$ Ом.

При прохождении линейной цепи считывающей электроники выходной сигнал $v(t)$ может быть получен как свертка входного сигнала $s(t)$ с передаточной функцией элемента линейной цепи $h(t)$ [116]:

$$v(t) = \int_0^t s(t')h(t - t')dt'. \quad (3.1)$$

Сигнал на экране осциллографа есть изменение напряжения на входном сопротивлении, поэтому в интеграле (3.1) необходимо использовать передаточную функцию для сопротивления:

$$h(t) = \frac{1}{\tau_{RC}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{RC}}\right). \quad (3.2)$$

Поскольку из теоретических представлений о токовом отклике необлученного детектора известно, что он представляет собой монотонно убывающую экспоненциальную функцию, далее будем исследовать случай, когда

$$s(t) = A_0 \exp\left(-\frac{t}{\alpha}\right). \quad (3.3)$$

Тогда выходной сигнал

$$v(t) = \frac{A_0}{\tau_{RC}} \int_0^t \exp\left(-\frac{t'}{\alpha}\right) \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau_{RC}}\right) dt'. \quad (3.4)$$

В результате путем прямых вычислений может быть получено

$$v(t) = \frac{\frac{A_0}{\tau_{RC}}}{\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{\tau_{RC}}} \left[\exp\left(-\frac{t}{\tau_{RC}}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\alpha}\right) \right]. \quad (3.5)$$

На рисунке 3.2 показаны выходные сигналы $v(t)$ при различных постоянных τ_{RC} для случая $A_0 = 1, \alpha = 4$ нс. Положение точки экстремума t_0 функции $v(t)$ соответствует условию $v(t_0) = s(t_0)$.

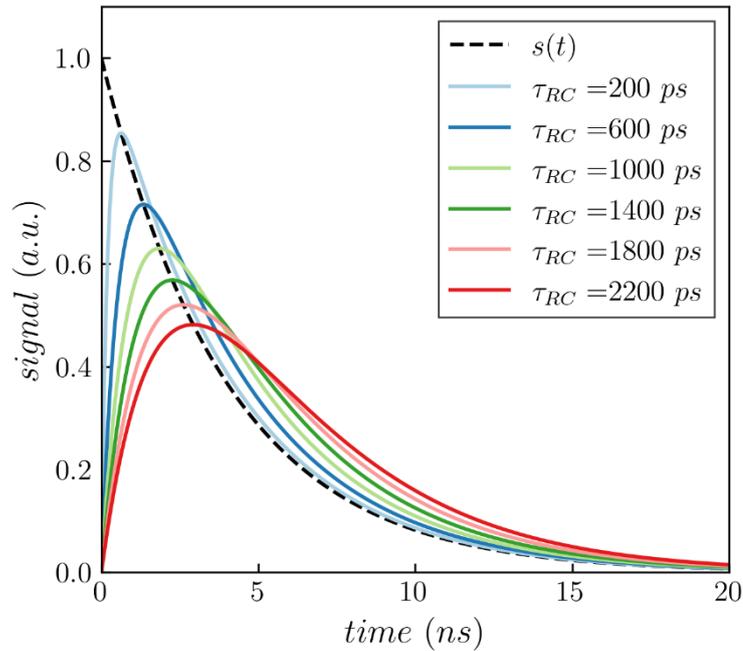


Рисунок 3.2. Экспоненциальный сигнал (3.3) после прохождения линейной RC цепи.

В действительности это важнейшее свойство линейной цепи справедливо не только в случае экспоненциального сигнала (3.3); оно универсально и может быть использовано для получения достоверных результатов обработки данных ТСТ. Для доказательства этого свойства достаточно вычислить производную, которая в данном случае есть производная от произведения, так как множитель $\exp(-t/\tau_{RC})$ может быть вынесен из-под знака интеграла:

$$\begin{aligned}
\frac{dv(t)}{dt} &= \frac{1}{\tau_{RC}} \frac{d}{dt} \int_0^t s(t') \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau_{RC}}\right) dt' = \\
&= \frac{1}{\tau_{RC}} \frac{d}{dt} \left(\exp\left(-\frac{t}{\tau_{RC}}\right) \int_0^t s(t') \exp\left(\frac{t'}{\tau_{RC}}\right) dt' \right) = \\
&= -\frac{1}{\tau_{RC}^2} \int_0^t s(t') \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau_{RC}}\right) dt' + \frac{1}{\tau_{RC}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{RC}}\right) \frac{d}{dt} \int_0^t s(t') \exp\left(\frac{t'}{\tau_{RC}}\right) dt' = \\
&= \frac{1}{\tau_{RC}} [s(t) - v(t)].
\end{aligned} \tag{3.6}$$

Последнее равенство получено с использованием того факта, что производная от интеграла с переменным верхним пределом по этой переменной равна подынтегральному выражению. Чтобы найти точку экстремума необходимо приравнять вычисленную производную (3.6) к нулю. Следовательно, точка экстремума t_0 находится из равенства

$$v(t_0) = s(t_0). \tag{3.7}$$

Следует отметить, что полученный результат вычислений не гарантирует существование экстремума у функции $v(t)$. В действительности можно привести множество примеров импульсов, после прохождения линейной цепи которых, экстремум сигнала не наблюдается (например, прямоугольный импульс). В данной задаче это не важно, поскольку существование экстремума гарантируется экспериментальным фактом наблюдения. Иными словами, если экстремум выходного сигнала существует, то он находится в точке пересечения функций $s(t)$ и $v(t)$. Это свойство универсально и будет выполняться для любого количества максимумов и минимумов, и любого вида сигнала $s(t)$.

Для случая экспоненциального сигнала (3.5) точка экстремума может быть найдена аналитически. Приравняв производную от (3.5) к нулю в результате вычислений может быть получено

$$t_0 = \frac{\ln \frac{1}{\alpha} - \ln \frac{1}{\tau_{RC}}}{\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{\tau_{RC}}}. \tag{3.8}$$

Значение функции в точке экстремума определяется как:

$$v(t_0) = \frac{\frac{A_0}{\tau_{RC}}}{\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{\tau_{RC}}} \left[\exp\left(-\frac{\ln\frac{1}{\alpha} - \ln\frac{1}{\tau_{RC}}}{\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{\tau_{RC}}} \frac{1}{\tau_{RC}}\right) - \exp\left(-\frac{\ln\frac{1}{\alpha} - \ln\frac{1}{\tau_{RC}}}{\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{\tau_{RC}}} \frac{1}{\alpha}\right) \right] \quad (3.9)$$

На первый взгляд под знаками логарифма в выражениях (3.8) и (3.9) размерные величины, однако в действительности это не так: $\ln 1/\alpha - \ln 1/\tau_{RC} = \ln(\tau_{RC}/\alpha)$. Следовательно, в числителе каждого из логарифмов единица имеет произвольную одинаковую размерность, например 1 с. В экспериментах цепь считывающей электроники изготавливается таким образом, чтобы не вносить сильных искажений в наблюдаемые сигналы, то есть τ_{RC} мало по сравнению с любыми временными характеристиками наблюдаемых импульсов:

$$\tau_{RC} \ll \alpha \Rightarrow \frac{1}{\tau_{RC}} \gg \frac{1}{\alpha} \Rightarrow \ln \frac{1}{\tau_{RC}} \gg \ln \frac{1}{\alpha}. \quad (3.10)$$

Упрощение выражения (3.9) с использованием условий (3.10) приводит к результату:

$$v(t_0) \approx A_0 \left[\left(\frac{\tau_{RC}}{\alpha}\right)^{\tau_{RC}/\alpha} - \frac{\tau_{RC}}{\alpha} \right]. \quad (3.11)$$

Первое слагаемое в (3.11) стремится к единице при $\tau_{RC}/\alpha \rightarrow 0$, тогда как второе стремится к нулю, следовательно

$$v(t_0) \approx A_0 \left(\frac{\tau_{RC}}{\alpha}\right)^{\tau_{RC}/\alpha}. \quad (3.12)$$

Для оценки точности подхода необходимо выполнить сравнение точного результата (3.9) с приближенным результатом (3.12) при различных комбинациях τ_{RC}/α . На рисунке 3.3 продемонстрирована зависимость отношения значений функции $v(t)$ в точке экстремума, вычисленных точным и приближенным методами, от отношения τ_{RC}/α при $\alpha = 4$ нс. На основании этого графика можно сделать вывод о достаточной точности выражения (3.12) и разумности его дальнейшего использования.

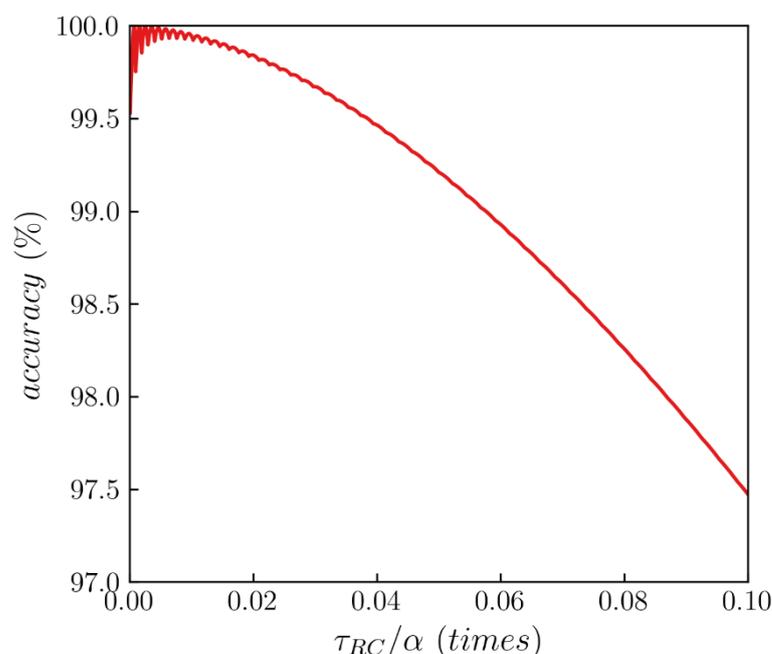


Рисунок 3.3. Оценка точности приближенного вычисления значения выходного сигнала в точке экстремума.

Проделанные вычисления были направлены на поиск возможности определения физического значения электрического тока в ключевой точке $t = 0$. Далее в п.3.3 будет показано, что эта точка играет решающую роль в точности восстановления электрического поля из экспериментального импульса. Детальные исследования показали, что если импульс тока вблизи точки $t = 0$ представляет собой экспоненциальную функцию или может быть с существенной точностью аппроксимирован ею (что на практике выполняется практически всегда), то уравнения (3.8) и (3.12) формируют систему из двух уравнений с двумя неизвестными (в предположении, что τ_{RC} известна), так как t_0 и $v(t_0)$ – экспериментальные результаты.

Алгоритм поиска физической величины тока в нулевой момент времени, которая есть ни что иное как A_0 , состоит в следующем. Используя экспериментальные значения t_0 и $v(t_0)$, из уравнения (3.8) может быть найден коэффициент α . Затем, используя найденное значение α , из уравнения (3.12) находится значение A_0 .

3.1.2 Влияние физических процессов на форму и спад токового отклика

Форма спада экспериментального импульса, приведенного на рисунке 3.1, существенно отличается от формы фронта нарастания. Это связано с тем, что ток в финальной стадии импульса определяется не только считывающей электроникой, но и физическими процессами, протекающими в объеме детектора.

Во-первых, распределение свободных носителей заряда, генерированных лазером в нулевой момент времени, в реальности не представляет собой заряженную плоскость, как это было описано в модели метода переходного тока, а определяется коэффициентом поглощения материала. При этом интенсивность света в зависимости от координаты изменяется по экспоненциальному закону. Ниже влияние этого процесса на экспериментальные импульсы фотоотклика рассмотрены для облучения светом p^+ контакта, при котором вклад в импульс тока вносят только электроны. Если предположить, что эффективность образования электронно-дырочных пар в кремнии не зависит от интенсивности излучения (в экспериментах ТСТ это условие выполняется всегда, т.к. используется маломощное лазерное излучение), то распределение концентрации неравновесных электронов $n(x, \lambda, T)$ представляется в виде (закон Бугера — Ламберта — Бера) [117]

$$n(x, \lambda, T) = n_0 \exp(-\alpha(\lambda, T)x), \quad (3.13)$$

где x – координата: $x \in [0, +\infty]$, $\alpha(\lambda, T)$ – коэффициент поглощения света, зависящий от длины волны света и температуры. n_0 выполняет роль множителя, связывающего эффективность поглощения света с концентрацией свободных носителей, который можно найти из экспериментального импульса исходя из того, что интеграл от (3.13) по всему пространству в отсутствие захвата носителей на глубокие центры равен интегралу от экспериментального импульса по всей временной шкале. Обоснованием этого равенства является то, что оба интеграла дают полный заряд, а для линейной цепи считывающей электроники выполняется закон сохранения заряда. Влияние (3.13) на спад экспериментального импульса состоит в том, что дрейфующие электроны достигают контакта не как заряженная плоскость, и ток прекращается плавно в силу дрейфа остаточного заряда.

Во-вторых, за время дрейфа электроны, распределенные в пространстве как (3.13), подвержены влиянию диффузионных процессов. Диффузия дополнительно уширяет облако носителей заряда и затягивает во времени их уход из объема детектора, что увеличивает время спада импульса.

Совокупный вклад указанных выше процессов в спад импульса можно определить, исходя из того, что распределение электронов в пространстве в любой момент времени может быть найдено как свертка (3.13) с Гауссианом (то есть функцией, описывающей диффузию электронов):

$$n(x, t) = \frac{n_0}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} \exp(-\alpha x') \exp\left(-\frac{(x-x')^2}{2\sigma^2}\right) dx' \quad (3.14)$$

где множитель $\sigma = \sqrt{2Dt}$ определяет временную зависимость распределения, D – коэффициент диффузии. Следует заметить, что распределение, вычисленное таким образом, не учитывает перемещение электронов внутри объема детектора – необходимо добавить координатный сдвиг $\Delta x = v_{dr}(E(x))t$. На данном этапе вычислений для простоты положим $v_{dr}(E(x)) = const = v_{dr}$, тогда интеграл (3.14) можно вычислить аналитически:

$$n(x, t) = \frac{n_0}{2} \exp\left(\frac{\sigma^2 \alpha^2}{2} - \alpha(x - v_{dr}t)\right) \left[\operatorname{erf}\left(\frac{x - v_{dr}t - \alpha\sigma^2}{\sigma\sqrt{2}}\right) + 1 \right] \quad (3.15)$$

где $\operatorname{erf}(x)$ – функция ошибок. На рисунке 3.4 показаны распределения дрейфующих электронов в различные моменты времени, построенные в соответствии с (3.15) при $\alpha = 2000 \text{ см}^{-1}$, $D = 36 \text{ см}^2/\text{с}$, $v_{dr} = 3.0 \times 10^6 \text{ см/с}$. Вертикальные пунктирные линии показывают дистанцию, которую могут пройти электроны за время t , при условии их дрейфа со скоростью v_{dr} как заряженной плоскости.

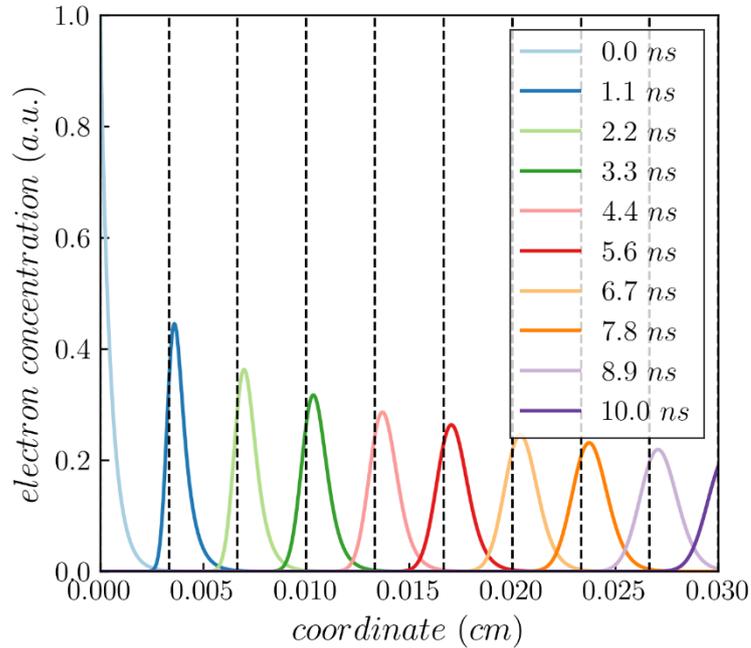


Рисунок 3.4. Диффузионное растекание облака электронов в процессе дрейфа.

Заряд в объеме детектора в момент времени t , может быть найден как интеграл от (3.15)

$$q(t) = eS \int_{-\infty}^d n(x, t) dx. \quad (3.16)$$

Нижний предел интегрирования в (3.16) выбран таким образом, чтобы учесть диффузию электронов в сторону p^+ контакта; к тому же используется предположение, что электроны не проникают в p^+ контакт и не рекомбинируют в облаке. Интеграл (3.16) может быть вычислен аналитически. На рисунке 3.5 приведены зависимости (3.16) при различных комбинациях параметров α, D . Заряд уменьшается с максимального значения до 0 в течение нескольких наносекунд, что хорошо согласуется с экспериментальными результатами.

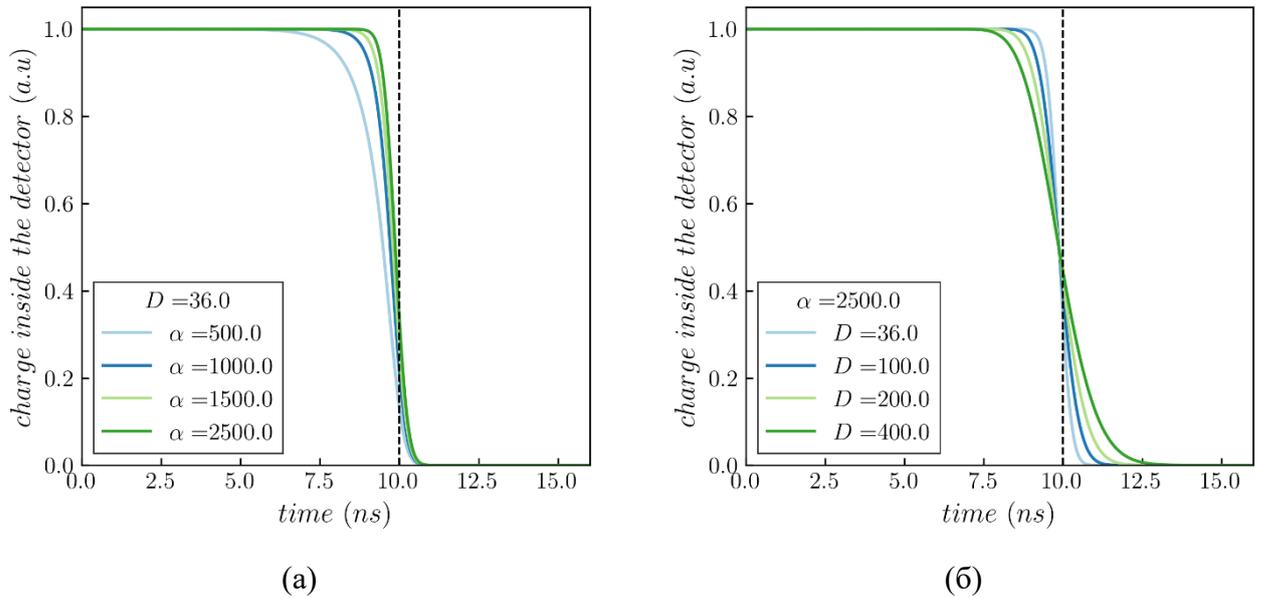


Рисунок 3.5. Заряд в объеме детектора в зависимости от времени дрейфа.

Полученные выше зависимости, описывающие дрейф электронов, справедливы и для дрейфа дырок с точностью до замены $x \rightarrow d - x$, так как дрейф дырок наблюдается в ТСТ при облучении лазером n^+ контакта детектора. При этом графики на рисунке 3.5 будут выглядеть идентично.

Отметим, что зависимость (3.16) описывает изменение заряда во времени, в то время как форма токового отклика детектора определяется произведением заряда и дрейфовой скорости, которая различна в каждой точке детектора из-за неоднородности электрического поля. Влияние непостоянства дрейфовой скорости рассматривается ниже. Для оценки влияния цепи считывающей электроники на спад импульса ограничимся предположением, что дрейфовая скорость во всём объеме детектора постоянна. Тогда, сигнал на экране осциллографа есть свертка (3.1) интеграла (3.16) с передаточной функцией цепи считывающей электроники (3.2). На

рисунке 3.6 продемонстрирован нормированный результат вычислений при $\alpha = 2000 \text{ см}^{-1}$, $D = 36 \text{ см}^2/\text{с}$, $v_{dr} = 3.0 \cdot 10^6 \text{ см/с}$, $\tau_{RC} = 300 \text{ пс}$.

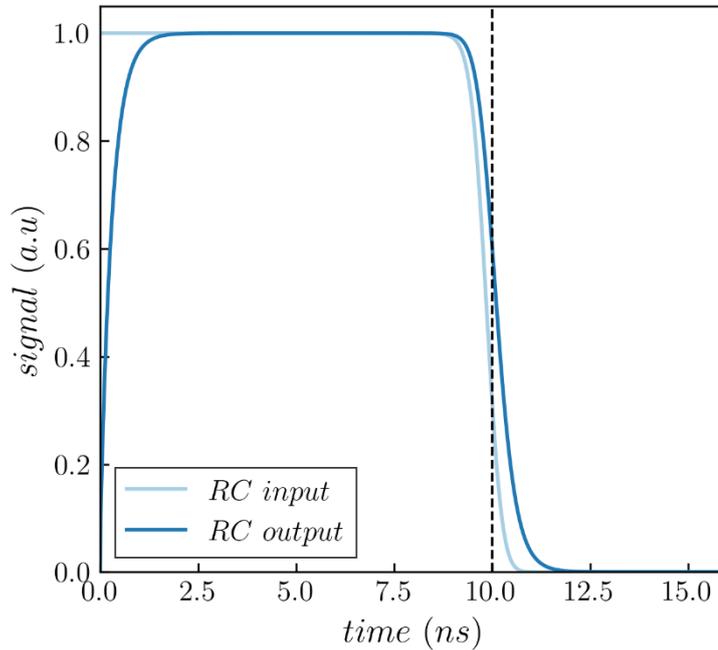


Рисунок 3.6. Влияние регистрирующей электроники на спад импульса.

Величина $\tau_{RC} = 300 \text{ пс}$ является приемлемой для современной регистрирующей электроники, однако даже при этом значении длительность спада импульса возрастает практически вдвое, что необходимо учитывать в расчетах.

3.1.3 Непостоянство дрейфовой скорости в объеме детектора

Рассуждения выше были основаны на предположении, что дрейфовая скорость носителей заряда в объеме детектора постоянная и равна v_{dr} . В действительности же дрейфовая скорость зависит от величины электрического поля, которое распределено в детекторе неравномерно (Глава 1).

Для $p^+/n/n^+$ детектора распределение электрического поля может быть найдено из (1.5), а соответствующая ему зависимость дрейфовой скорости от координаты из (1.16). На рисунке 3.7 показаны зависимости $E(x)$ и $v_{dr}(x)$ при температуре 293 К и обратном смещении $V_b = 60 \text{ В}$ детектора, чувствительный объем которого легирован фосфором с $N_D = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Черным пунктиром показана средняя дрейфовая скорость в случае, если бы в объеме детектора электрическое поле было распределено однородно с величиной $E_{mean} = V_b/d = 2 \text{ кВ/см}$ и соответствующая ему $v_{dr} \approx 3.5 \times 10^6 \text{ см/с}$.

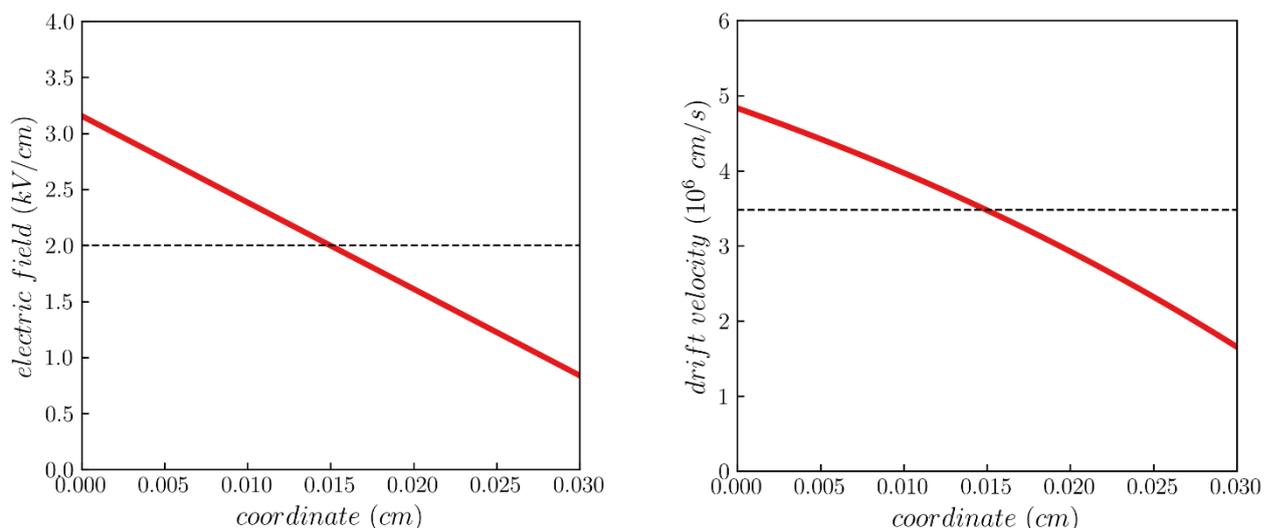


Рисунок 3.7. Распределение электрического поля и дрейфовой скорости в объеме детектора.

Для учета диффузионного размывания облака электронов (3.14) – (3.16) при непостоянной дрейфовой скорости и влияния цепи считывающей электроники интегрирование может быть проведено только численно в силу нелинейности зависимости $v_{dr}(x)$. Токвые отклики детектора показаны на рисунке 3.8 как $i(t) = 1/d q(t)v_{dr}(x(t))$ зависимости при переменной либо постоянной дрейфовой скорости. Пунктирными линиями в обоих случаях показано время, необходимое одному электрону, генерированному в точке $x = 0$ для прохождения через весь объем детектора. Увеличение этого времени в случае непостоянства дрейфовой скорости вызвано тем, что вблизи n^+ контакта облако электронов дрейфует в существенно меньшем электрическом поле с меньшей дрейфовой скоростью.

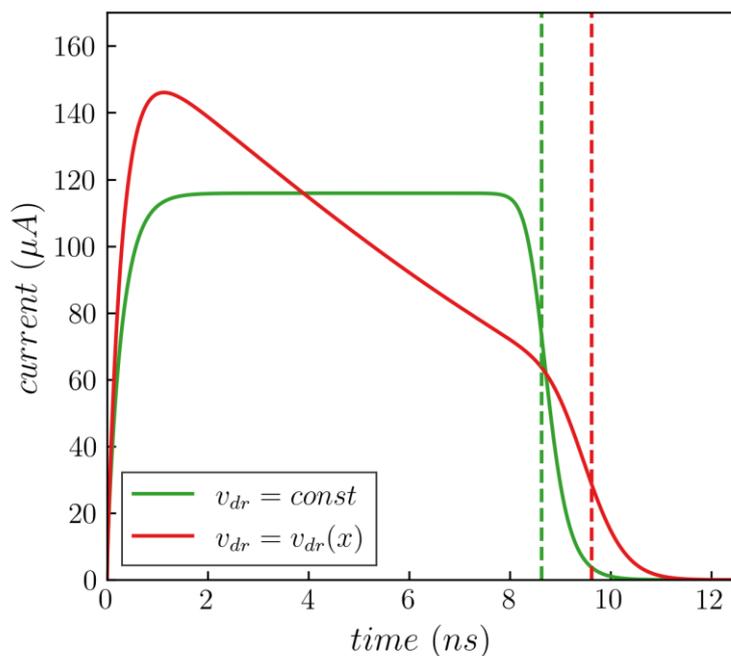


Рисунок 3.8. Модельные токовые отклики детектора.

Изменение наклона спада импульса происходит до того, как большая часть электронов (генерированных непосредственно у p^+ контакта) доходит до противоположного контакта, то есть наклон импульса в данной области преимущественно связан с изменением заряда в объеме детектора, а не с величиной электрического поля.

Заметим, что форма кривой, учитывающей непостоянство дрейфовой скорости, на рисунке 3.8 хорошо соответствует форме экспериментального импульса на рисунке 3.1, что свидетельствует о правильности подхода к обработке. Однако в данном случае были получены модельные токовые отклики из знаний о распределении электрического поля в объеме детектора, в то время как задача обработки экспериментальных данных является обратной – восстановление распределения электрического поля из токового отклика. Тем не менее, вычисления, проделанные выше, позволяют из экспериментального импульса получить именно ту компоненту, который определяется исключительно дрейфом носителей заряда в электрическом поле детектора, что дает форму импульса, свободную от искажений, связанных с диффузией и внешней электрической цепью. Иными словами, возможно свести обработку импульса к модельным представлениям об измеряемом ТСТ фотоотклике, в которых дрейф электронов представляется дрейфом заряженной плоскости в объеме детектора.

3.2 Восстановление физической формы импульса тока

Основываясь на представлениях о процессах в объеме детектора, описанных выше, была построена процедура восстановления физической формы импульса, состоящая в следующем.

- На первом этапе сигнал предварительно сглаживается с целью уменьшения влияния шума на обработку сигнала. Параметры сглаживания выбираются таким образом, чтобы его влияние на форму импульса тока было минимальным.
- Если наблюдается локальный экстремум экспериментального импульса вблизи фронта нарастания, то за время $t = 0$ принимается время, соответствующее началу возрастания тока. Предполагается, что электрическое поле вблизи контакта, освещаемого лазером, линейно хотя бы в небольшой области, и ток представляет собой экспоненциальную функцию. Тогда из (3.8) и (3.11) может быть найдена величина тока в нулевой момент времени $i(0)$ и постоянная времени в аппроксимирующей экспоненциальной функции. То есть импульс тока в области, искаженной цепью считывающей электроники, заменяется экспоненциальной функцией.
- При отсутствии экстремума за время $t = 0$ принимается время, соответствующее половине амплитуды фронта нарастания, а импульс в этой области заменяется линейной экстраполяцией плавного участка импульса, связанного с дрейфом носителей.

- Вершина импульса, связанная только с дрейфом носителей заряда, аппроксимируется плавной функцией, выбираемой индивидуально для каждого импульса с целью сглаживания шумовой компоненты. Главное условие для выбора функции заключается в том, чтобы она не содержала не связанных с экспериментальным импульсом экстремумов и перегибов. Такие особые точки могут быть неправильно интерпретированы как изменение градиента электрического поля или даже локальная смена знака объемного заряда.
- За окончание дрейфа принимается время, соответствующее половине амплитуды спада импульса. Импульс тока в области спада заменяется линейной или экспоненциальной экстраполяцией плавной вершины.

Физическая форма импульса тока позволяет восстановить распределение электрического поля в объеме детектора. По полученному распределению электрического поля может быть найдена соответствующая форма импульса тока, с учетом материала, приведенного выше. Если экспериментальный и вычисленный импульсы тока совпадают, то обработка завершается и распределение электрического поля принимается за истинное; при недостаточно точном совпадении процедура повторяется с другими значениями параметров (в частности, время окончания дрейфа или аппроксимирующие функции) до тех пор, пока совпадение не будет достигнуто.

Ниже приведены 2 примера получения физической формы импульса тока из экспериментальных результатов. На рисунке 3.9 показан результат применения процедуры к экспериментальному токовому отклику необлученного детектора при приложении напряжения $V_b = 70$ В (обеспечивает полное обеднение детектора). Импульс имеет экстремум вблизи фронта нарастания при $t_0 = 2.1$ нс, где $i(t_0) = 137.8$ μ А. Вычислениями были определены следующие параметры: амплитуда сигнала в нулевой момент времени $i(0) = 153.6$ μ А и постоянная времени аппроксимирующей экспоненты $\alpha = 15.57$ нс⁻¹. Время $t = 11.37$ нс было принято за время окончания дрейфа.

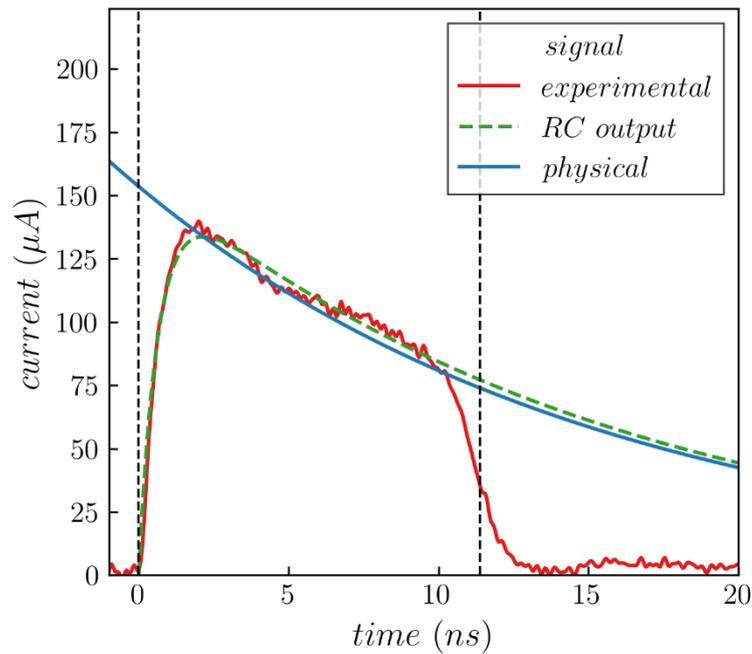


Рисунок 3.9. Восстановление физической формы токового отклика необлученного детектора.

Для необлученного детектора вершина импульса, связанная с дрейфом, представляет собой экспоненциальную функцию. Поэтому постоянная времени, найденная из экстремума экспериментального импульса, позволяет с существенной точностью аппроксимировать весь импульс. Таким образом, синяя кривая, ограниченная временами начала и конца дрейфа, является физической формой импульса тока, связанной исключительно с дрейфом носителей заряда в объеме детектора и отражающей изменение дрейфовой скорости в зависимости от величины электрического поля. Зеленый пунктир показывает результат прохождения восстановленного физического импульса через цепь считывающей электроники. По совпадению этой кривой с экспериментальным импульсом можно определить точность проведенной процедуры.

Вторым примером является токовый отклик облученного детектора, смещенного на $V_{bi} = 200$ В. Импульс представляет собой сложную функцию с тремя экстремумами. Он показан красным цветом на рисунке 3.10. Для обработки экспериментального импульса используется описанный выше алгоритм. Исходным предположением является то, что электрическое поле вблизи контактов детектора может быть аппроксимировано линейной функцией. Следовательно, вблизи начала отсчета по времени физический токовый импульс может быть аппроксимирован экспоненциальной функцией, для которой вблизи $t = 0$ применимы рассуждения, описанные в данной Главе. Из первой точки экстремума (максимума) могут быть найдены постоянная аппроксимирующей экспоненциальной функции и амплитуда тока в нулевой момент времени. В результате были получены следующие значения $i(0) = 83 \mu\text{A}$ и $\alpha = 1.67 \text{ ns}^{-1}$. Результат прохождения экспоненциального сигнала с такими параметрами через цепь считывающей

электроники (зеленый пунктир) показывает, что восстановленный импульс с достаточной точностью воспроизводит экспериментальный импульс вплоть до локального минимума вблизи 2 нс. Участок импульса после локального минимума с достаточной точностью может быть аппроксимирован линейной функцией вплоть до пересечения с вертикальной линией, проведенной через 50%-ый уровень сигнала спада импульса. Переходная область между экспоненциальной и линейной функциями аппроксимирована параболой с целью сохранения плавности изменения тока.

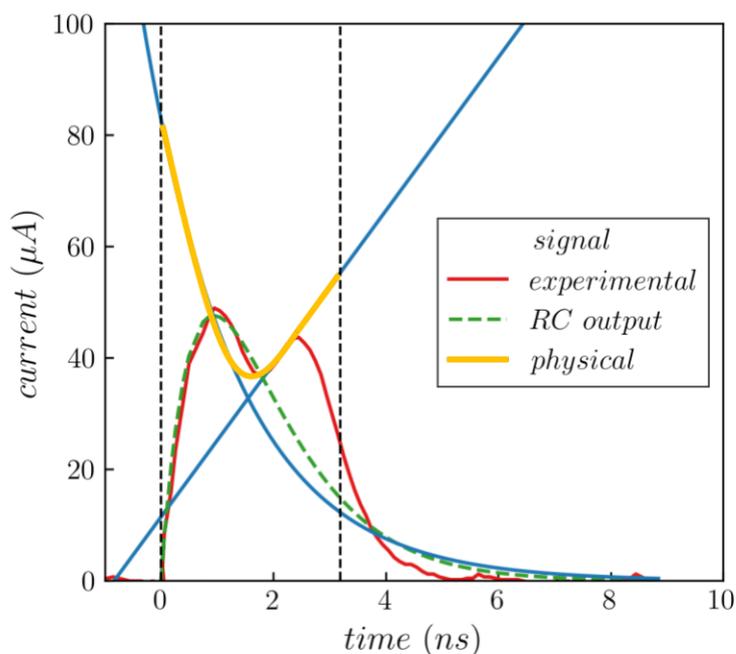


Рисунок 3.10. Восстановление физической формы токового отклика облученного детектора.

Восстановленный физический токовый отклик детектора, показанный желтым цветом на рисунке, заметно отличается от экспериментального, из чего можно заключить, что влияние считывающей электроники особенно сильно проявляется в экспериментальных импульсах, содержащих быстро меняющиеся во времени компоненты, что приводит к потере большей части информации об электрическом поле.

3.3 Восстановление распределения электрического поля

Корректно полученная форма физического токового отклика позволяет восстановить распределение электрического поля в объеме детектора. Восстановление физической формы импульса проводится с учетом влияния линейной цепи считывающей электроники, для которой выполняется закон сохранения заряда, то есть заряд в экспериментальном $i_{exp}(t)$ и физическом $i_{phys}(t)$ импульсах совпадает. Тогда, в момент времени $t = 0$ заряд в объеме детектора равен интегралу от экспериментального импульса, который может быть вычислен как площадь под графиком функции, описывающей форму импульса тока

$$Q(0) = \int_{-\infty}^{+\infty} i_{exp}(t) dt. \quad (3.17)$$

Это позволяет рассчитать значение дрейфовой скорости $v_{dr}(0)$ из (1.22) и, используя (1.16), напряженность электрического поля в нулевой момент времени как решение уравнения

$$v_{dr}(0) = \frac{\mu_0 E(0)}{\left[1 + \left(\frac{\mu_0 E(0)}{v_s} \right)^{\frac{1}{\beta}} \right]^{\beta}}. \quad (3.18)$$

Восстановленная физическая форма импульса определяется значениями тока в узлах временной сетки $t_i \in [0, \dots, t_i, \dots, t_N]$, шаг которой соответствует шагу оцифровки сигнала осциллографом в эксперименте. Чтобы восстановить распределение электрического поля требуется решить уравнение (3.18) в каждой точке t_i , однако решение такого нелинейного уравнения является трудоемким; поэтому целесообразней по найденному значению электрического поля $E(0)$ восстановить всё распределение, считая что изменение дрейфовой скорости в соседних точках временной сетки пропорционально изменению электрического поля в этих точках. Тогда уравнение, описывающее процедуру пошагового интегрирования, имеет вид

$$E_{i+1} = \frac{v_{dr}(t_{i+1}) - v_{dr}(t_i)}{\mu(E_i)} + E_i, \quad i = 0 \dots N - 1, \quad t_N = t_{dr}. \quad (3.19)$$

Поскольку в данном случае важно именно изменение дрейфовой скорости, то подвижность в каждой точке может быть найдена как производная (1.16)

$$\mu(E) = \mu_0 \left[1 + \left(\frac{\mu_0 E}{v_s} \right)^{\frac{1}{\beta}} \right]^{-1-\beta}. \quad (3.20)$$

В силу малости интервала $t_{i+1} - t_i$ предполагается, что величина подвижности постоянна между соседними во времени точками. Описанный подход избавляет от необходимости решения множества нелинейных уравнений и сводится к простейшим математическим операциям. При этом точность процедуры сохраняется.

Таким образом, процедура восстановления распределения электрического поля сводится к определению величины дрейфовой скорости в точке $t = 0$ и дальнейшим арифметическим действиям. Именно поэтому в данной главе большое внимание было уделено поиску закономерностей для определения истинного значения этой величины.

Полученное с помощью (3.19) распределение электрического поля зависит от времени, то есть $E = E(t)$. Для перехода к пространственному распределению необходимо выполнить замену переменной на координату, используя стандартное преобразование

$$x(t) = \int_0^t v_{dr}(t') dt'. \quad (3.21)$$

В данном случае, под интегрированием понимается суммирование по временной сетке. Знак интеграла используется в силу малости интервала $t_{i+1} - t_i$.

Для оценки полученного распределения $E(x(t))$ необходимо использовать критерии корректности. Для любого полупроводникового прибора обязан выполняться закон сохранения потенциала и также исходя из вида уравнения (3.21) очевидным является критерий на сохранение толщины образца. Эти 2 критерия описываются уравнениями:

$$d = \int_0^{t_{dr}} v_{dr}(t') dt', \quad (3.22)$$

$$V_b = \int_0^d E(x) dx.$$

Кроме того, как уже отмечалось выше, ключевым критерием является совпадение экспериментального импульса с построенным модельным по полученному распределению электрического поля. Зная $E(x)$, из уравнения (1.16) можно получить $v_{dr}(x)$, а затем и $v_{dr}(t)$. Далее необходимо учесть диффузионные процессы и цепь считывающей электроники, как это описано выше в настоящей Главе, и получить таким образом модельный импульс тока $i_{mod}(t)$. Количественным критерием совпадения импульсов (помимо визуального совпадения) является равенство собранных зарядов (то есть площадей под импульсами)

$$\int_0^{+\infty} i_{mod}(t) dt = \int_0^{+\infty} i_{exp}(t) dt \quad (3.23)$$

На рисунке 3.11 показаны результаты применения алгоритма поэтапного восстановления распределения электрического поля в необлученном детекторе при $V_b = 70$ В. Физическая форма импульса тока представляет собой экспоненциальную функцию. В результате применения алгоритма (3.17) – (3.20) получены зависимости $v_{dr}(t)$, $E(t)$ и $E(x)$, показанные на рисунке. Используя зависимость $v_{dr}(t)$ и найденное время t_{dr} , было установлено, что первый критерий в

(3.22) выполняется с точностью 99.96%. Значение интеграла во втором критерии в (3.22), вычисленное с помощью найденного распределения $E(x)$, составило 68.983 В, что при $V_b = 70$ В соответствует точности 98.55%.

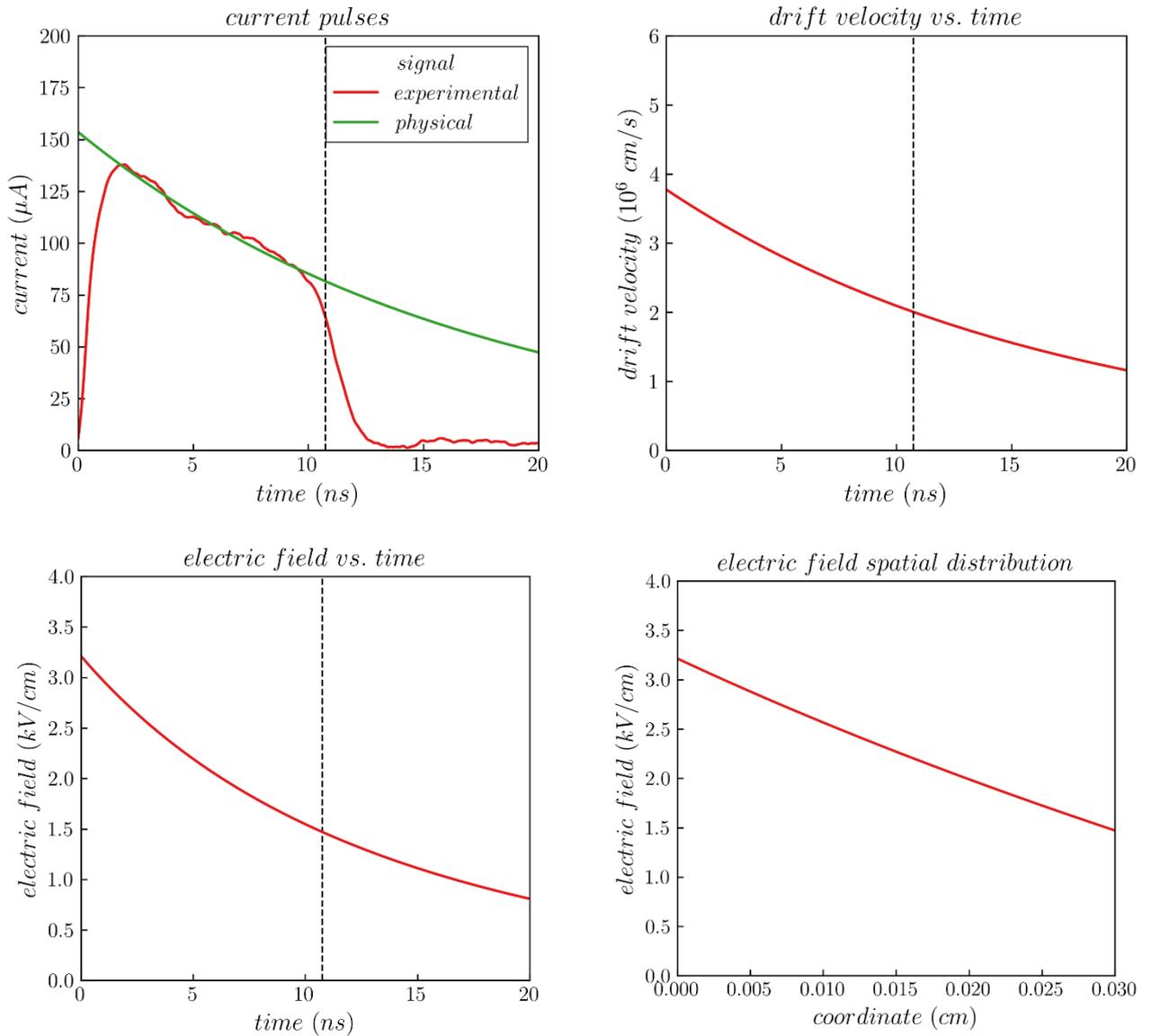


Рисунок 3.11. Алгоритм восстановления распределения электрического поля. Пунктир показывает время, соответствующее окончанию дрейфа электронов в объеме детектора.

Далее по найденному распределению $E(x)$ проводится восстановление импульса тока с учетом механизмов, описанных в предыдущем пункте. Для вычислений использовались известные в литературе значения параметров – $\alpha(\lambda, T) = 2000 \text{ см}^{-1}$ ($T = 293 \text{ К}$, $\lambda = 660 \text{ нм}$), $D = 36 \text{ см}^2/\text{с}$ и $\tau_{RC} = 650 \text{ пс}$. На рисунке 3.12 показано сравнение вычисленного по распределению $E(x)$ модельного импульса тока с экспериментальным. Визуально можно оценить точность совпадения двух импульсов как более чем приемлемую, что свидетельствует о

корректности восстановления распределения электрического поля. Равенство (3.23) в данном случае выполняется с точностью 98.64%.

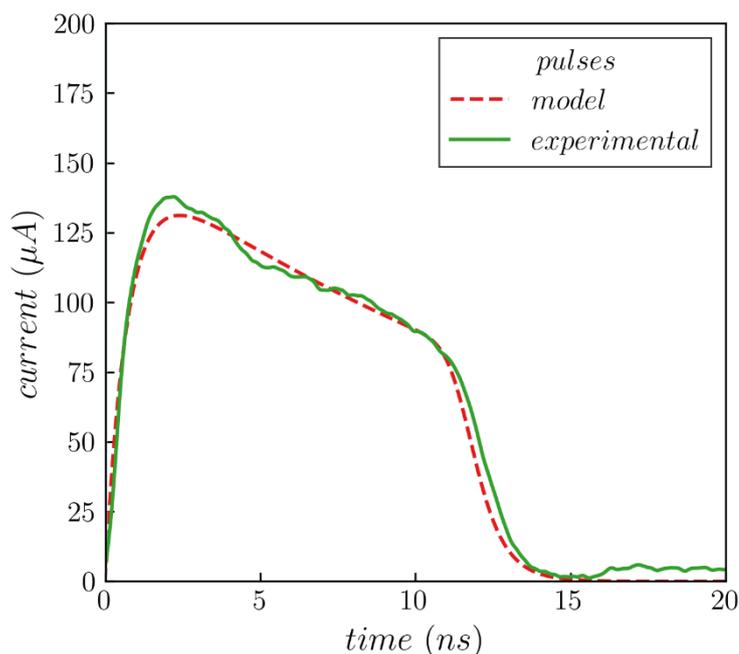


Рисунок 3.12. Сравнение экспериментального и модельного импульсов тока.

В данном случае описанный алгоритм позволил получить распределение $E(x)$ с первого применения. Найденное распределение линейно, что соответствует представлениям о распределении электрического поля в объеме полностью обедненного однородно легированного необлученного детектора. N_{eff} в объеме детектора постоянна и может быть найдена из наклона $E(x)$. В данном случае она составила $5.22 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$, в то время как концентрация фосфора в исследуемом детекторе, определенная из вольт-емкостной характеристики, измеренной при комнатной температуре, составила $5.14 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, точность применения алгоритма равна 98.5%.

3.4 Выводы

В третьей главе диссертации детально исследованы механизмы, определяющие форму токовых откликов детектора. На основании полученных теоретических результатов построены процедура восстановления физической формы импульса тока и алгоритм восстановления распределения электрического поля. Получены следующие результаты.

- Проанализировано влияние цепи считывающей электроники на фронт нарастания импульса тока, показан способ определения величины тока в ключевой момент времени $t = 0$.

- Детально исследованы факторы, влияющие на спад импульса тока, такие как неоднородность распределения генерированных лазером носителей заряда, диффузионное размывание облака дрейфующих носителей заряда и влияние цепи считывающей электроники.
- Построена процедура восстановления физической формы импульса тока, связанной исключительно с дрейфом носителей заряда в объеме детектора, сводящая задачу определения условий транспорта заряда в детекторе к закономерностям генерации токового отклика в методе переходного тока (ТСТ). Применение процедуры рассмотрено на примерах экспериментальных импульсов.
- Построен алгоритм восстановления распределения электрического поля в объеме детектора из физической формы импульса тока. Определены три критерия корректности выполнения алгоритма, позволяющие судить о точности результатов. Применение алгоритма рассмотрено на примере экспериментального токового отклика необлученного детектора с известными параметрами. Точность полученных результатов составляет не менее 98.5%, что удовлетворяет критериям корректности обработки экспериментальных импульсов.

Новизна построенного алгоритма обработки экспериментальных токовых откликов детекторов, состоит в том, что он позволяет восстанавливать распределение электрического поля и анализировать транспорт ННЗ в кремниевых сенсорах напрямую из экспериментальных результатов без использования каких-либо моделей для распределения электрического поля. При этом универсальность алгоритма расширяет возможности метода ТСТ, широко применяемого при исследовании токовых откликов детекторов излучений, в чем и состоит его практическая значимость.

ГЛАВА 4 Исследование ионизации атомов фосфора в кремнии при низких температурах

Общепринятое разделение энергетических состояний в запрещенной зоне полупроводника на мелкие и глубокие уровни носит условный характер. Глубокими уровнями принято называть состояния вблизи середины запрещенной зоны, однако при понижении температуры, уровни, расположенные ближе к валентной зоне или зоне проводимости, начинают оказывать влияние на свободные носители заряда в объеме полупроводника схожее с глубокими уровнями. Это происходит вследствие того, что при уменьшении температуры понижается вероятность эмиссии носителей заряда с состояний в запрещенной зоне, при этом вероятность захвата носителей заряда зависит от температуры существенно слабее. Таким образом, чем меньше температура, тем всё более мелкие уровни становятся глубокими с этой точки зрения.

При низких температурах важным вопросом становится влияние легирующих примесей кремния на кинетику переноса носителей заряда и граничная температура, ниже которой уровни фосфора (легирующая примесь в n -Si) можно считать мелкими. Уровень фосфора в кремнии является мелким донором с энергией активации 45 мэВ, однако поведение этого состояния при понижении температуры вплоть до температуры жидкого гелия изучено недостаточно детально. Данная глава посвящена изучению зарядового состояния атомов фосфора в кремнии при температурах $T < 10$ К. Для этого были проведены экспериментальные исследования с использованием ТСТ и получены распределения электрического поля в объеме детектора в широком температурном диапазоне для полностью обедненного детектора. На основании результатов были восстановлены распределения заряженных атомов фосфора (положительно заряженных доноров) в электрическом поле p - n перехода. Дополнительно были проведены частично обедненных детекторов, которые позволили дополнительно изучить зарядовое состояние атомов фосфора в нейтральном объеме детектора.

Задача исследования состоит в изучении параметров транспорта ННЗ в детекторах при температуре сверхтекучего гелия, однако в силу технических ограничений установки в ФТИ им. Иоффе, минимально возможная температура в эксперименте составила 6 К, поэтому данные при более низких температурах были получены экстраполяцией результатов.

4.1 Образцы для исследований

Для исследований методом ТСТ в работе использовались $p^+/n/n^+$ детекторы, изготовленные из кремния n -типа методом зонной плавки с различным уровнем легирования. Контактные области изготавливались методом ионной имплантации, что позволило добиться концентрации легирующей примеси в p^+ и n^+ областях (бор и фосфор, соответственно) порядка

10^{19}см^{-3} . Такой уровень легирования соответствует вырождению кремния; следовательно, контакты сохраняют свои свойства при любых температурах вплоть до самых низких. Металлические контакты к p^+ и n^+ областям были изготовлены напылением слоя алюминия и выполнены в виде сетки с шириной линий порядка 5 мкм и шагом порядка 100 мкм. Такая топология металлических слоев одновременно обеспечивала минимизацию сопротивления растекания тока и проникновение света лазера непосредственно в объем кремния. На периферии всех образцов была изготовлена система стабилизации напряжения, представляющая собой набор охранных колец. Это позволяет существенно увеличить напряжение пробоя основного p - n перехода и подавать на образцы обратное смещение вплоть до 600 В.

В рамках исследовательской работы были проведены три эксперимента с использованием ТСТ и индивидуальными наборами образцов. Первый эксперимент ТСТ-1 заключался в исследовании токовых откликов полностью обедненного детектора на дрейф электронов в объеме и был выполнен на образцах с металлической сеткой, нанесенной на p^+ контакт и сплошным слоем алюминия на n^+ контакте. В эксперименте ТСТ-2 проводились исследования токовых откликов полностью обедненного детектора на дрейф дырок в объеме, и сетка была нанесена только на n^+ контакт. Объектом исследования в эксперименте ТСТ-3 являлись частично обедненные детекторы, в которых сетка наносилась на p^+ контакт. Основные параметры детекторов приведены в таблице ниже.

Таблица 4.1. Основные параметры образцов для исследований

Эксперимент	Название	$N_{p^+}, N_{n^+}, \text{см}^{-3}$	$N_D, 10^{11} \text{см}^{-3}$	$d, \text{см}$	$S, \text{см}^2$
ТСТ-1	d2015	10^{19}	4.2	0.03	0.25
	A1	10^{19}	3.8	0.03	0.25
ТСТ-2	N18	10^{19}	7.1	0.03	0.25
	S21	10^{19}	8.0	0.03	0.25
ТСТ-3	j2012	10^{19}	84	0.03	0.25
	j201	10^{19}	153	0.03	0.25

Концентрации легирующей примеси N_D в чувствительной области детекторов были определены из C - V характеристик. Дополнительно с целью проверки качества образцов были измерены вольтамперные характеристики при комнатной температуре. Вольтамперные и вольт-емкостные характеристики детекторов показаны на рисунке 4.1. Вид кривых соответствует теоретическим представлениям о зависимостях для резкого p - n перехода, при этом ток утечки имеет величину не более 10 нА; следовательно, можно судить о хорошем качестве исследуемых образцов.

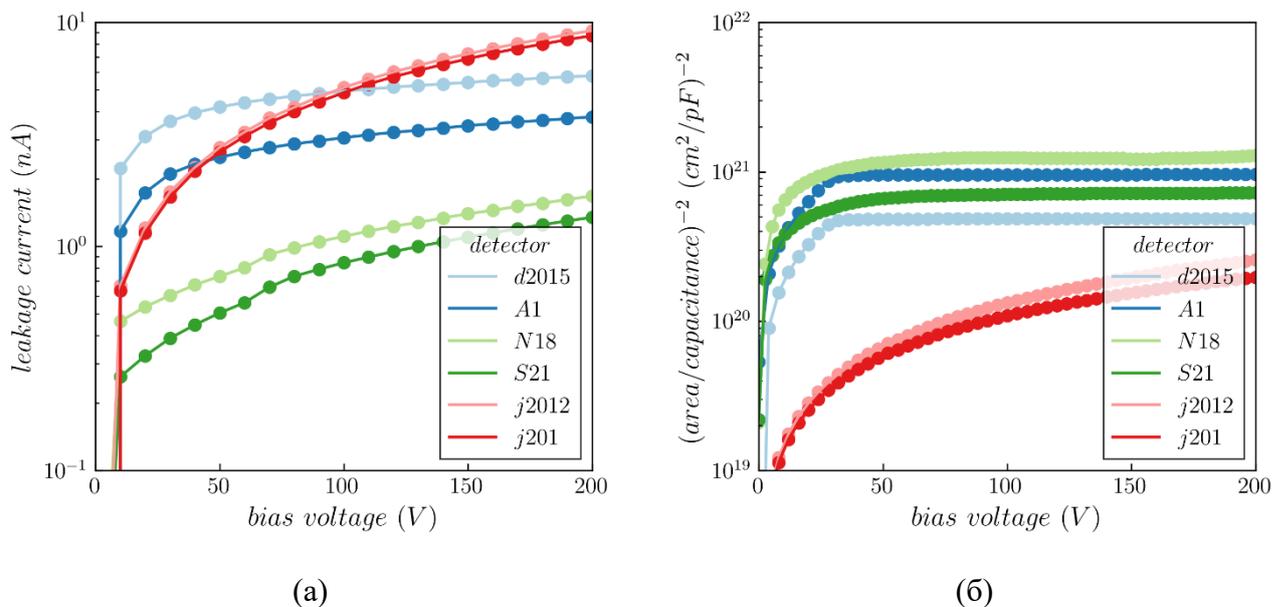
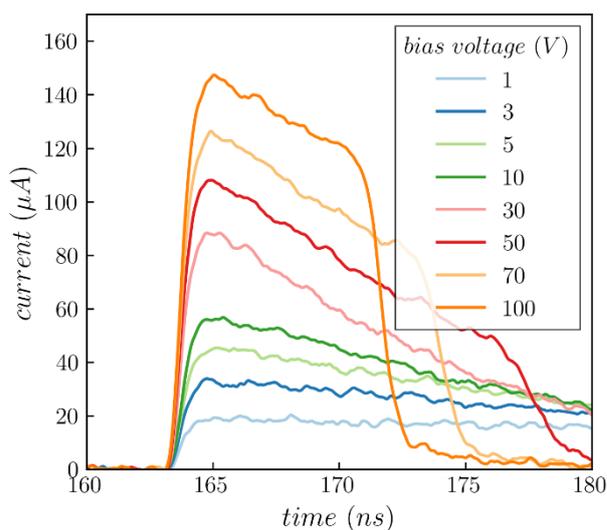


Рисунок 4.1. Статические характеристики исследуемых образцов. (а) – вольтамперные и (б) – вольтемкостные.

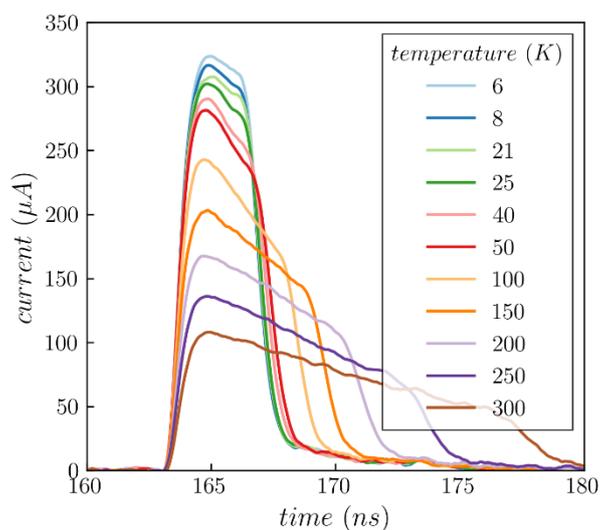
4.2 Экспериментальные результаты для полностью обедненных образцов

На рисунке 4.2 представлены экспериментальные серии токовых откликов полностью обедненного детектора d2015 на дрейф электронов в объеме (генерация лазером вблизи p^+ контакта) при различных параметрах эксперимента. На рисунке 4.2а показаны токовые отклики при комнатной температуре ($T = 300 \text{ K}$). Зависимости демонстрируют уменьшение времени дрейфа и среднее увеличение дрейфовой скорости с увеличением напряжения смещения. Из формы импульсов следует, что напряжение полного обеднения составляет $\sim 30 \text{ В}$, т.к. при этом напряжении спад импульса становится резким. Рисунок 4.2б демонстрирует аналогичное изменение откликов, но уже при фиксированном напряжении смещения и уменьшении температуры.

На рисунке 4.3 представлены экспериментальные серии токовых откликов полностью обедненного детектора N18 на дрейф дырок в объеме (генерация лазером вблизи n^+ контакта) при различных параметрах эксперимента. Зависимости демонстрируют аналогичное поведение при увеличении напряжения смещения и уменьшении температуры. Вершины импульсов демонстрируют увеличение тока во времени, т.к. дырки начинают дрейф вблизи n^+ контакта, где поле минимально, и далее дрейфуют в объеме с возрастающим полем. Поэтому увеличивается во времени, а не убывает, как в случае с электронами.

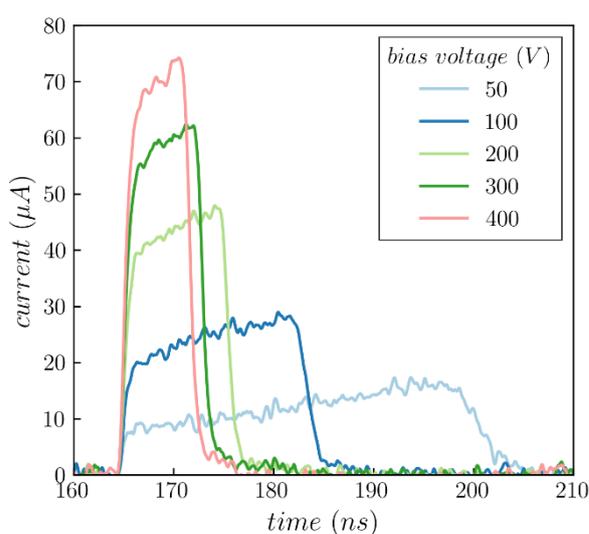


(a)

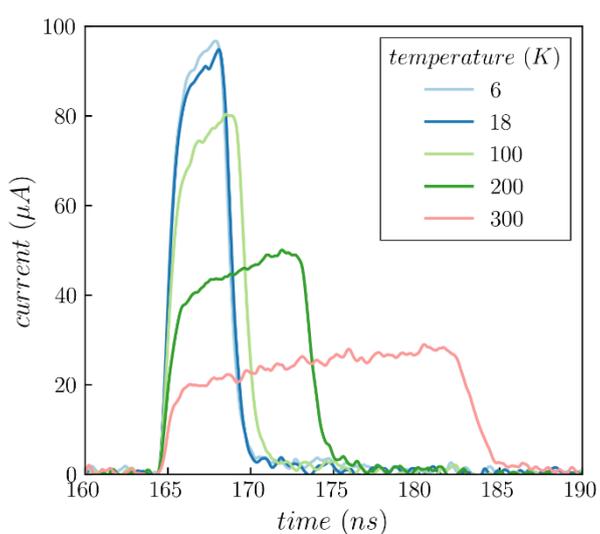


(б)

Рисунок 4.2. Серии токовых откликов детектора d2015 на дрейф электронов для различных параметров. (а) – комнатная температура и различные напряжения, (б) – напряжение 50 В и различные температуры.



(a)



(б)

Рисунок 4.3. Серии токовых откликов детектора N18 на дрейф дырок для различных параметров. (а) – комнатная температура и различные напряжения, (б) – напряжение 100 В и различные температуры.

Существенное отличие в средней амплитуде сигнала, получаемого с двух детекторов связано с тем, что n^+ контакт детектора существенно толще p^+ контакта и при генерации носителей заряда лазером вблизи поверхности этого контакта меньшая часть носителей попадает в чувствительный объем сенсора.

Важным наблюдением является наличие наклонов вершин импульсов при температуре 6 К как для электронов, так и для дырок. Следовательно, даже при столь низких температурах дрейфовая скорость носителей заряда непостоянна в объеме детектора, из чего следует, что распределение электрического поля неоднородно.

Восстановление распределения электрического поля в объеме детектора проводилось с помощью алгоритма обработки экспериментальных результатов, приведенного в Главе 3. На рисунке 4.4а показаны восстановленные распределения электрического поля в объеме детектора d2015 соответствующие импульсам на рисунке 4.2б. Рисунок 4.4б демонстрирует распределения электрического поля в объеме детектора N18, смещенного на 100 В. Заметим, что распределения электрического поля являются линейными и практически одинаковыми во всём диапазоне температур.

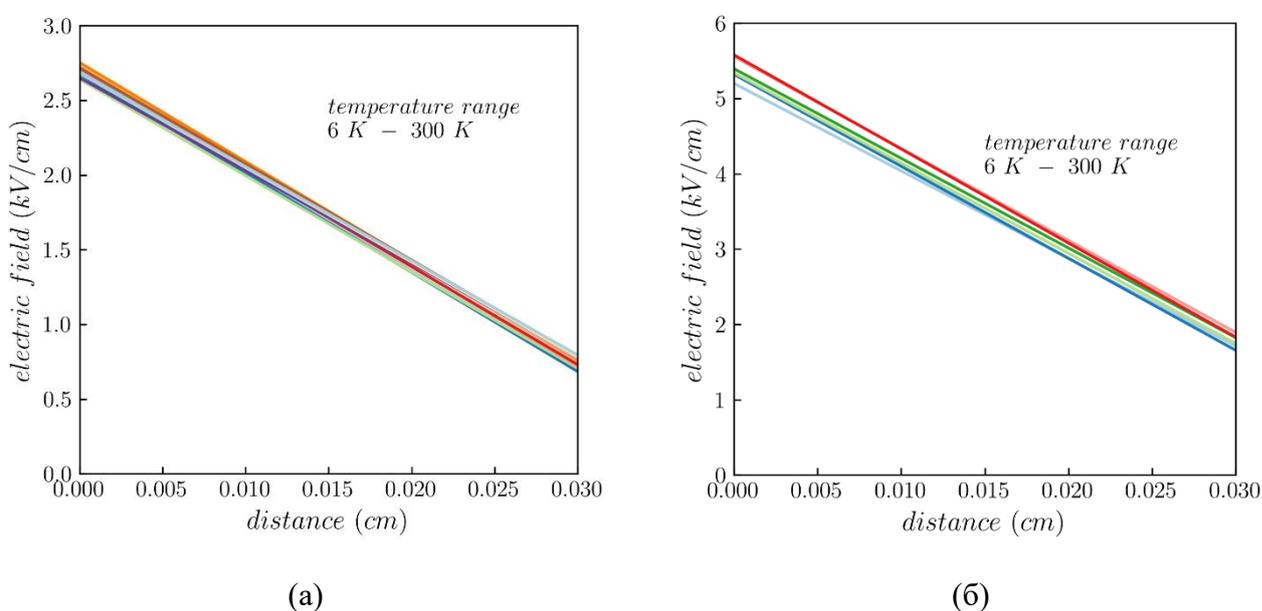


Рисунок 4.4. Распределения электрического поля в объеме детектора (а) d2015, (б) N18.

На основании линейности распределения электрического поля можно заключить, что концентрация заряженных примесей фосфора в объеме детектора не зависит от температуры в интервале 6 – 300 К, и её величина может быть найдена из наклона электрического поля в соответствии с выражением (1.5). На рисунке 4.5 продемонстрированы результаты таких вычислений для всех четырех детекторов из экспериментов ТСТ-1 и ТСТ-2. Для сравнения показаны величины концентрации легирующей примеси фосфора в этих детекторах, вычисленные из C-V характеристик (пунктирные линии).

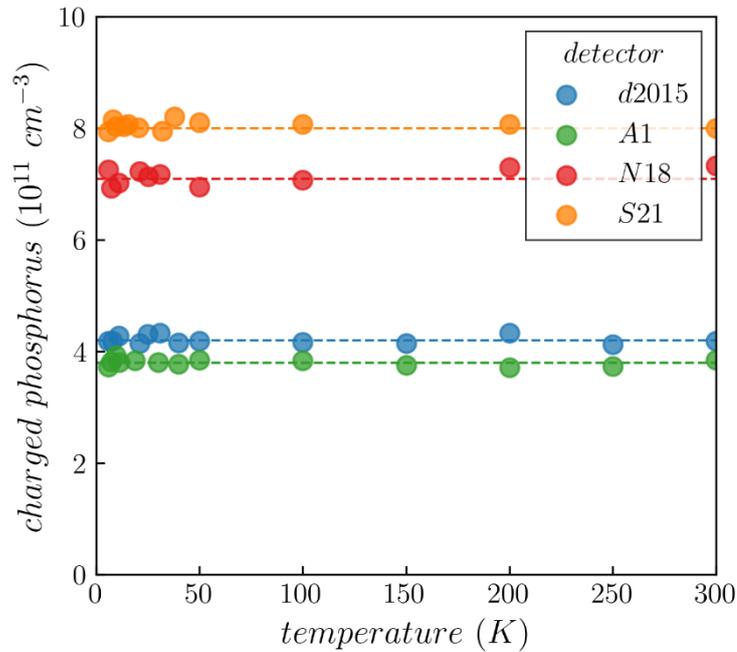


Рисунок 4.5. Зависимости концентрации заряженных примесей фосфора от температуры для различных образцов.

Во всех случаях концентрация заряженных примесей в объеме детектора постоянна во всем температурном диапазоне вплоть до 6 K и с большой точностью соответствует концентрации легирующей примеси фосфора. Полученный результат является неожиданным, поскольку, как будет показано ниже, при $T = 6$ K вероятность ионизации атома фосфора (темп эмиссии электрона с атома фосфора) составляет лишь $3.6 \times 10^{-28} \text{ с}^{-1}$. В обсуждении результатов в настоящей Главе приводятся расчеты, позволяющие качественно объяснить кажущееся противоречие.

4.3 Экспериментальные результаты для частично обедненных образцов

Для дополнительного экспериментального подтверждения факта полной ионизации атомов фосфора в электрическом поле детектора был проведен третий эксперимент ТСТ-3, для которого использовался режим частичного обеднения детектора. Для этого эксперимента были выбраны детекторы с уровнем легирования, существенно превышающим легирование образцов для других экспериментов. Это позволяет повысить напряжение полного обеднения детектора в десятки раз, тем самым расширив диапазон доступных для исследований напряжений смещения. Как показано в Главе 1, при неполном обеднении детектора в части его объема электрическое поле равно нулю, и токовый отклик складывается из двух компонент: дрейфовой и омической. Последняя связана с тем, что дрейфующие носители заряда в электрическом поле p - n перехода изменяют поток вектора напряженности этого поля не на контакте, а на границе ОПЗ. Благодаря этому процессу в нейтральном объеме материала образуется небольшое электрическое поле,

компенсирующее такое изменение. В свою очередь это небольшое поле вызывает появление избыточного заряда на границе ОПЗ и нейтральной части объема, и в детекторе возникает компонента тока, компенсирующая этот избыточный заряд. Такой процесс аналогичен процессу релаксации избыточной концентрации неравновесных носителей заряда в объемных полупроводниках. Время, за которое устанавливается электронейтральность материала, принято называть максвелловским временем релаксации, величина которого определяется проводимостью (или концентрацией свободных основных носителей заряда) в слое легированного кремния. Описание формы импульса тока в экспериментах ТСТ с частично обедненными детекторами приведено в Главе 2. Ниже даны только основные и необходимые для анализа импульсов рассуждения и закономерности.

Время релаксации нейтрального объема связано с Максвелловским временем релаксации геометрическим фактором:

$$\tau_{\Omega} = \frac{d}{w} \tau_M. \quad (4.1)$$

Из аналитических выражений для концентрации свободных электронов при низких температурах следует, что собранный детектором заряд Q_C при $T \rightarrow 0$ описывается выражением:

$$Q_C \rightarrow Q_0 \frac{w}{d} \quad (4.2)$$

и зависит от геометрического фактора w/d , то есть от концентрации заряженных примесей.

На рисунке 4.6а продемонстрированы серии токовых откликов детектора j2012 при напряжении 100 В. При комнатной температуре, когда все атомы фосфора ионизованы, отношение w/d составляет 0.27. При охлаждении образца на графиках заметно существенное изменение формы экспериментальных импульсов при $T < 30$ К, что хорошо согласуется с расчетами для зависимости $n(T)$. При уменьшении температуры ниже 26 К форма остается неизменной.

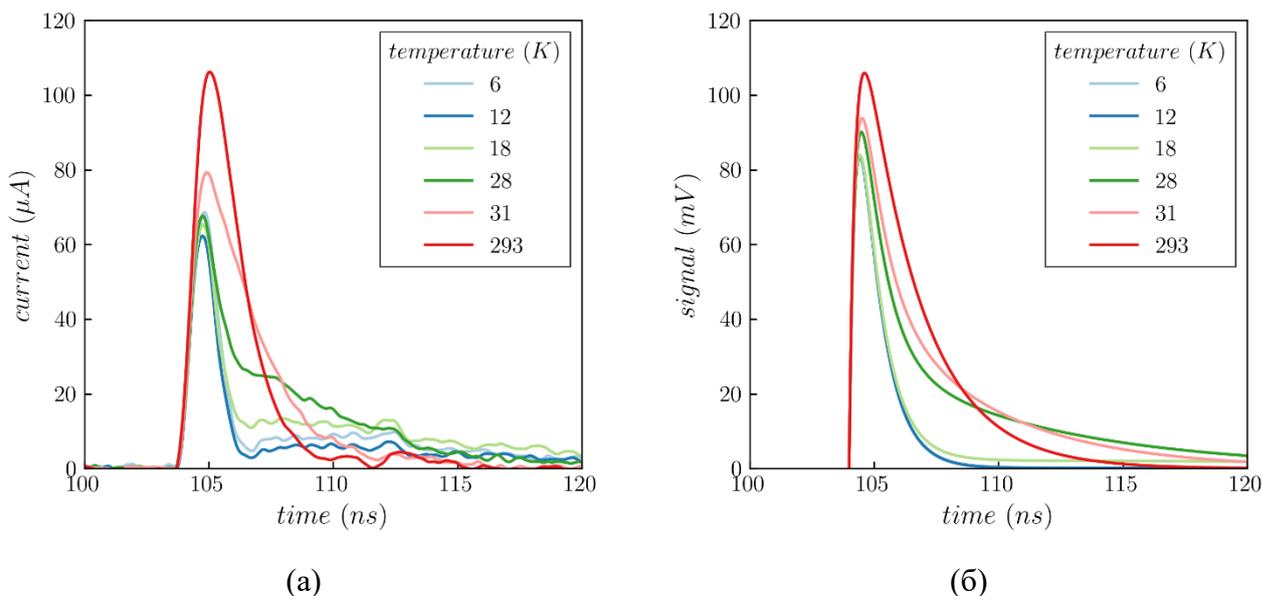


Рисунок 4.6. Серия токовых откликов частично обедненного детектора. (а) – экспериментальные результаты, (б) – расчетные импульсы.

Для вычисления заряда Q_C , переносимого дрейфовой компонентой импульса тока, используется соотношение (4.2) и для минимальной температуры, доступной в эксперименте, 6 К, соответствующая этой величине площадь выделена синей заливкой в экспериментальном импульсе тока на рисунке 4.7. Далее во времени ток несколько отличен от нуля, однако при расчете собранного за время дрейфа заряда он не принимается во внимание, поскольку предполагается, что этот «хвост» импульса связан с откликом нейтрального материала.

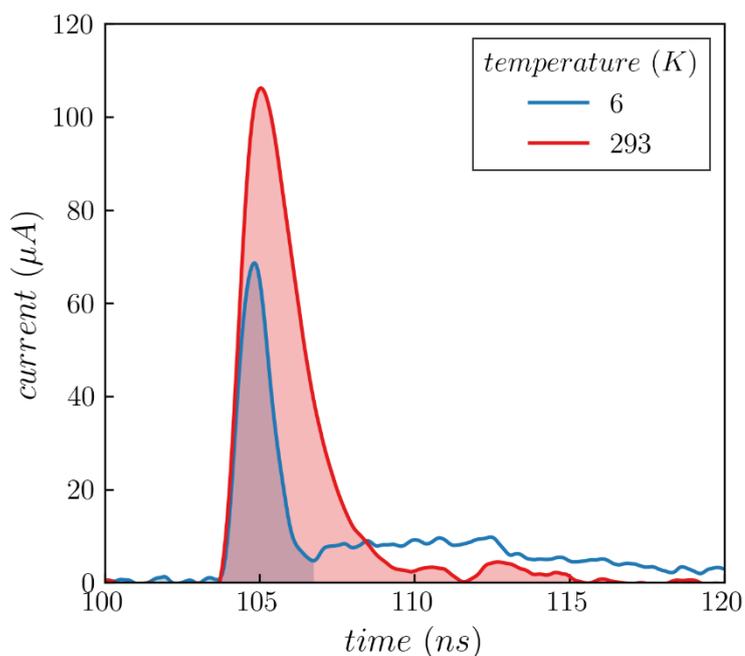


Рисунок 4.7. Сравнение площадей токовых откликов частично обедненного детектора при различных температурах.

Площадь под красным импульсом ($T = 293 \text{ К}$) принимается равной величине изначально генерированного заряда Q_0 , так как при комнатной температуре концентрация заряженных доноров фосфора одинакова в ОПЗ и нейтральной области. Величины собранного заряда составляют: $Q_C = 0.31 \times 10^{-12} \text{ Кл}$ и $Q_0 = 1.06 \times 10^{-12} \text{ Кл}$, и их отношение Q_C/Q_0 равно 0.29, что достаточно хорошо соответствует отношению w/d при комнатной температуре.

Полученный результат позволяет сделать вывод о том, что величина w при температуре 6 К остается такой же, как и при комнатной температуре. Поскольку ширина ОПЗ определяется приложенным напряжением (постоянным в эксперименте) и концентрацией заряженных примесей, это означает, что при $T = 6 \text{ К}$ все атомы фосфора в области пространственного заряда ионизованы. Используя полученный результат, токовые отклики исследуемого детектора могут быть рассчитаны при тех же температурах, что и в эксперименте, для чего используются соотношения (2.7) – (2.14). Результаты расчетов приведены на рисунке 4.6б при учете того, что импульсы тока проходят линейную цепь считывающей электроники с постоянной времени отклика $\tau_{RC} = 250 \text{ пс}$. Можно заметить удовлетворительное совпадение расчетных импульсов с экспериментальным, что дополнительно подтверждает гипотезу о том, что w в данном случае не зависит от температуры.

Зарядовые состояния атомов фосфора в нейтральном материале могут быть проанализированы с использованием модификации эксперимента ТСТ. Для этого в качестве цепи считывающей электроники использовалась интегрирующая цепь, что позволило исследовать собранный детектором заряд во временном интервале, существенно превышающем время дрейфа носителей заряда в ОПЗ. Постоянная времени RC цепи интегратора выбиралась таким образом, чтобы не учитывать быстро меняющуюся дрейфовую компоненту тока, и поэтому регистрируемые ток и заряд были связаны только с релаксацией нейтрального объема. На рисунке 4.8а показаны зависимости собранного заряда от времени для узкого температурного диапазона 17.9 – 22.9 К.

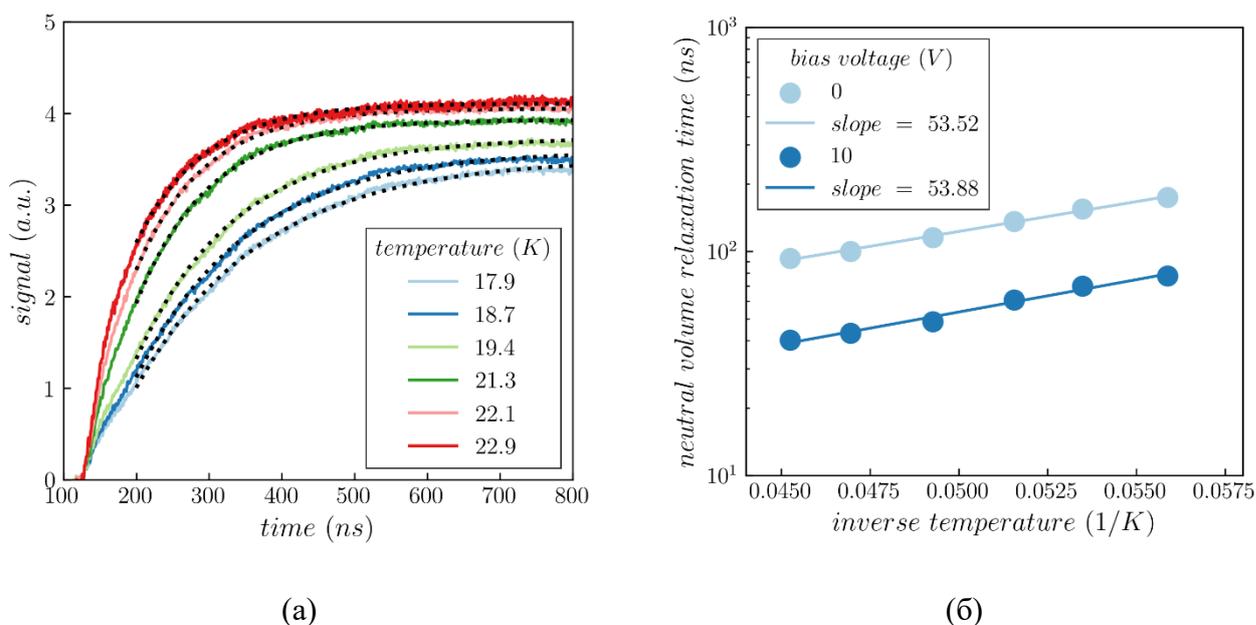


Рисунок 4.8. (а) – серия зарядовых импульсов детектора, смещенного на 10 В и их экспоненциальные аппроксимации, (б) – график Аррениуса постоянных времен, аппроксимирующих экспоненциальных функций.

В соответствии с приведенными аналитическими выражениями, собранный заряд зависит от концентрации свободных электронов в нейтральном объеме, который в свою очередь экспоненциально зависит от энергии активации атомов фосфора. Однако влияние зависимости $n(T)$ на форму импульса тока проявляется в узком температурном диапазоне, в котором и проводился эксперимент. Величина собранного заряда во времени также меняется по экспоненциальному закону с постоянной времени равной обратному темпу эмиссии электронов с атомов фосфора в зону проводимости.

Аппроксимация зависимостей собранного заряда $Q_C(T)$ от времени экспоненциальной функцией позволила получить зависимость темпа эмиссии электронов от температуры. На рисунке 4.8б эта зависимость показана как график Аррениуса - зависимость постоянной времени эмиссии от обратной температуры. Наклон прямой на графике есть произведение $k_B E_A$. В результате вычислений получено $E_A = 46 \pm 3$ мэВ, что хорошо соотносится с известными в литературе значениями для этой величины [11].

Таким образом, измерения, проведенные для частично обедненного детектора, подтвердили экспериментальный факт ионизации всех атомов фосфора в области пространственного заряда (то есть в присутствии электрического поля) при $T = 6$ К, наблюдаемый и при полном обеднении детекторов. Данный эксперимент также позволил изучить зарядовые состояния атомов фосфора в нейтральном объеме, которые показали полное соответствие известным в литературе представлениям об энергии активации фосфора в кремнии.

4.4 Обсуждение результатов

В данном разделе дано качественное объяснение возникшему экспериментальному противоречию, состоящему в том, что все атомы фосфора в области пространственного заряда детектора ионизованы даже при температуре 6 К. Для этого будут рассмотрены механизмы, влияющие на эмиссию электрона с энергетического уровня атома фосфора в зону проводимости.

Для оценки вероятности ионизации атомов фосфора в кремнии в зависимости от температуры используется феноменологический подход, в котором темп эмиссии электронов с основного состояния донорного уровня в зону проводимости может быть найден из принципа детального равновесия [118]:

$$e_{n0} = \sigma_n v_{th,n} N_C \exp\left(-\frac{E_A}{k_b T}\right), \quad (4.3)$$

где σ_n – сечение захвата-выброса электрона, $v_{th,n}$ – тепловая скорость электрона и N_C – эффективная плотность состояний в зоне проводимости. Зависимости параметров в уравнении (4.3) от температуры могут быть вычислены следующим образом.

$$v_{th,n} = \sqrt{\frac{3k_b T}{m_e}}, \quad (4.4)$$

эффективная масса электрона в кремнии $m_e = 0.26m_0$.

$$N_C = 2 \cdot 6 \cdot \left(\frac{2\pi m_e k_b T}{h^2}\right)^{3/2}, \quad (4.5)$$

множитель 6 перед скобкой соответствует количеству эквивалентных минимумов зоны проводимости кремния, h – постоянная Планка. E_A составляет 46 мэВ. Для выполнения расчетов, величина σ_n для уровней фосфора в кремнии принимается равной $7 \times 10^{-14} \text{ см}^2$ [119].

Из уравнений (4.3) – (4.5) следует, что при температуре 6 К темп эмиссии электронов в зону проводимости составляет примерно $3.6 \times 10^{-28} \text{ с}^{-1}$. По определению, темп эмиссии показывает время, в течение которого концентрация свободных электронов (и соответственно, концентрация заряженных уровней) увеличится в e раз. Полагая, что в нулевой момент времени все атомы фосфора нейтральны, а при $t = \infty$ концентрация заряженных атомов N_D^+ равна концентрации легирующей примеси N_D , ($N_D^+(0) = 0$ и $N_D^+(\infty) = N_D$), феноменологическое выражение, описывающее изменение N_D^+ во времени имеет вид:

$$N_D^+(t) = N_D(1 - \exp(-e_{n0}t)). \quad (4.6)$$

Из уравнения (4.6) следует, что тепловая генерация носителей заряда в зону проводимости при температуре 6 К практически невозможна. Однако как было экспериментально показано, все атомы фосфора ионизованы в присутствии электрического поля p - n перехода.

Помимо прямой термической эмиссии носителей заряда с примесных уровней, существуют и другие механизмы. Одним из таких процессов является классический эффект Пула-Френкеля [120,121], схематично изображенный на рисунке 4.9. Эффект заключается в том, что кулоновский потенциал заряженного атома примеси полупроводника искажается внешним электрическим полем, что уменьшает энергию активации. Для оценки влияния этого эффекта на ионизацию атомов фосфора в кремнии при температурах, исследуемых в эксперименте, расчеты ниже выполнены для одномерной геометрии, так как контакты детектора были плоскими и бесконечно большими по сравнению с его толщиной. Для проведения расчетов в данном случае удобно отсчитывать энергию от дна зоны проводимости, то есть $E_C = 0$ и $E_A = -45$ мэВ. В отсутствие электрического поля заряженный атом фосфора создает вокруг себя кулоновский потенциал

$$U(x) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{1}{x}, \quad (4.7)$$

Свободный электрон в окрестности заряженного атома примеси притягивается к нему и в конечном итоге локализуется в основном состоянии, и система из атома примеси и электрона становится в целом электрически нейтральной. Однако если электрону сообщить энергию, большую, чем высота барьера, он вновь станет свободным, а атом примеси заряженным.

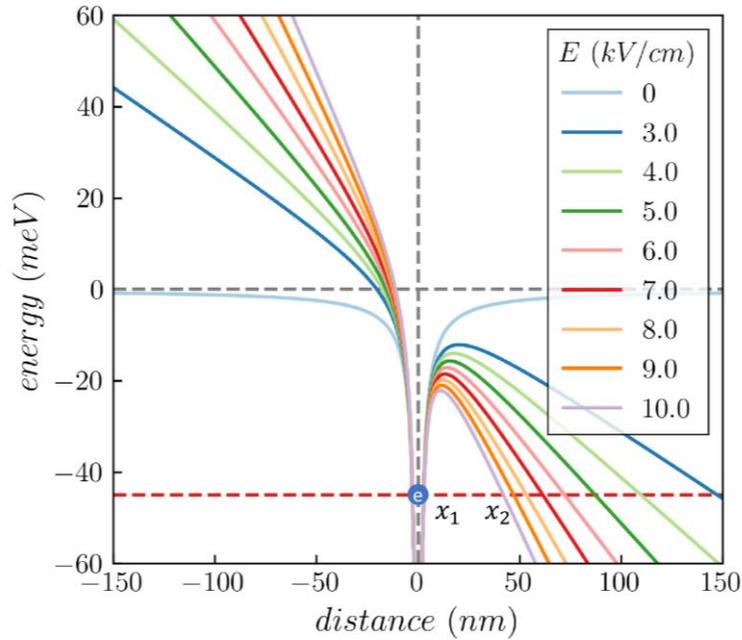


Рисунок 4.9. Изменение потенциального барьера атома фосфора в кремнии при различных значениях E (эффект Пула-Френкеля). Красный пунктир показывает энергию основного состояния электрона.

Высота этого барьера является энергией активации атома примеси. При приложении электрического поля E кулоновский барьер искажается, и его величина в направлении дрейфа электронов уменьшается. Форма барьера $U(x)$ вокруг примесного атома при приложении стационарного однородного электрического поля может быть описана выражением

$$U(x) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{1}{x} - eEx. \quad (4.8)$$

Чем больше напряженность внешнего электрического поля, тем сильнее происходит искажение барьера, приводящее к уменьшению эффективной энергии активации примеси. На рисунке 4.9 показаны расчетные формы барьера для атомов фосфора в кремнии в зависимости от напряженности электрического поля. Величина уменьшения энергии активации может быть найдена как значение функции (4.8) в точке экстремума

$$x_0 = \sqrt{\frac{e}{4\pi\epsilon\epsilon_0 E}}. \quad (4.9)$$

Тогда

$$U(x_0) = -\sqrt{\frac{e^3 E}{\pi \epsilon \epsilon_0}} = -\Delta E_A. \quad (4.10)$$

График зависимости эффективной энергии активации ($E_{A,eff} = -E_A - \Delta E_A$) от величины электрического поля показан на рисунке 4.10.

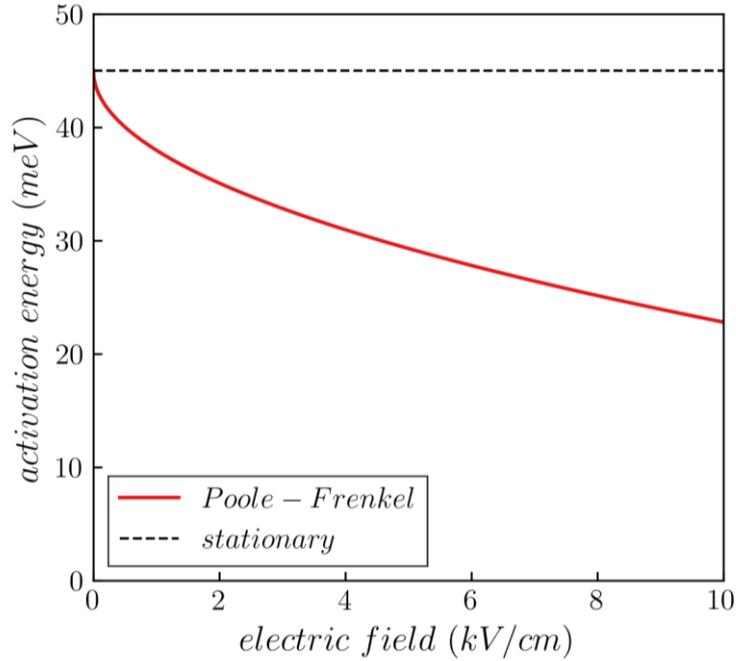


Рисунок 4.10. Эффективная энергия активации фосфора в зависимости от напряженности электрического поля.

Другим процессом, повышающим вероятность ионизации атома примеси, является туннелирование электрона сквозь потенциальный барьер (4.8). Действительно, при $E = 0$ туннелирование электрона через кулоновский потенциал атома фосфора невозможно, потому что у барьера отсутствует правая граница. С другой стороны, как видно из рисунка 4.9, в электрическом поле дистанция под барьером для электрона является конечным.

Рассмотрим процесс туннелирования электрона с основного состояния донорного уровня (красный пунктир на рисунке 4.9) сквозь кулоновский барьер атома фосфора. Точки поворота и расстояние, которое необходимо преодолеть электрону сквозь барьер, могут быть найдены как решения квадратного уравнения

$$U(x) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 x} - eEx = E_A. \quad (4.11)$$

$$x_{1,2} = -\frac{E_A \pm \sqrt{E_A^2 - \Delta E_A^2}}{2eE}. \quad (4.12)$$

На рисунке 4.11 показано расстояние между точками поворота $x_2 - x_1$, что соответствует расстоянию, которое необходимо преодолеть электрону сквозь барьер (4.8), чтобы стать свободным (на графике соответствует “*barrier width*”). Далее – толщина барьера.

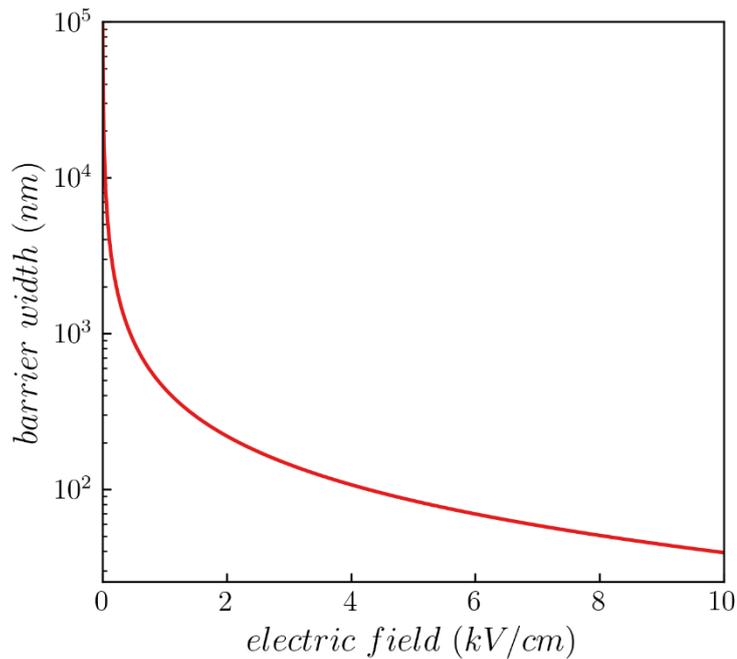


Рисунок 4.11. Зависимость толщины кулоновского барьера для электрона от напряженности электрического поля.

Толщина барьера при напряженности электрического поля $E < 4$ кВ/см превышает 100 нм, что делает туннелирование маловероятным. Однако при достижении электрического поля величины порядка 10 кВ/см, толщина барьера становится равной примерно 40 нм, что позволяет говорить о ненулевой вероятности туннелирования.

Оценим прозрачность барьера в квазиклассическом приближении [122]. Прозрачность барьера (4.8) может быть вычислена в квазиклассическом случае как интеграл от импульса электрона между точками поворота (4.12) [123]:

$$T = \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m_e(U(x) - E_A)} dx\right). \quad (4.13)$$

Результаты вычисления приведены на рисунке 4 в зависимости от величины приложенного электрического поля.

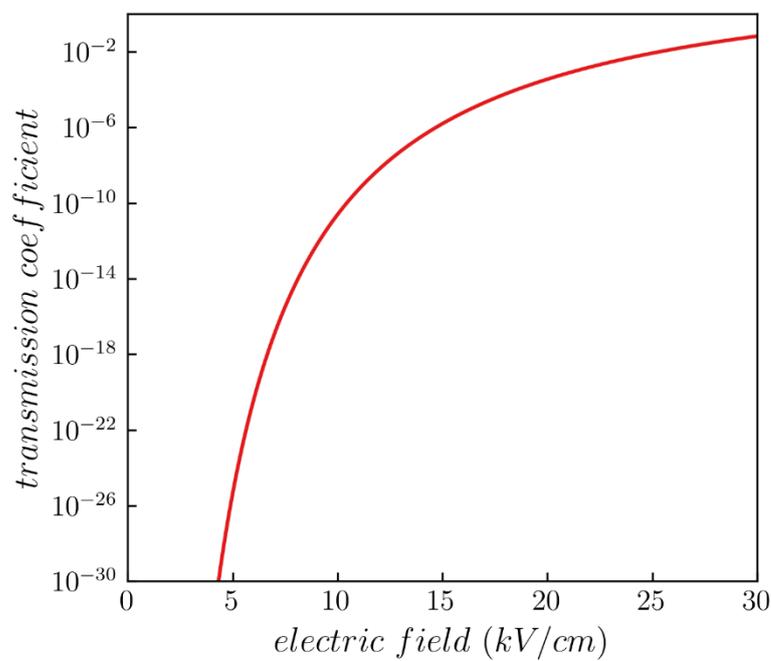


Рисунок 4.12. Прозрачность барьера в зависимости от напряженности внешнего электрического поля.

Прозрачность барьера при $E = 10$ кВ/см составляет приблизительно 2.5×10^{-11} , и при уменьшении электрического поля становится исчезающе малой. Существенное туннелирование можно наблюдать лишь при значениях E порядка 30 кВ/см, что в экспериментах ТСТ обычно не достигается. Следовательно, туннелирование с основного состояния электрона на доноре в зону проводимости практически не вносит вклад в ионизацию атомов.

Однако помимо прямого туннелирования с основного состояния возможен также процесс туннелирования с участием фононов. Взаимодействуя с фононами, электрон может занять такое виртуальное состояние на атоме фосфора такое, что энергия необходимая для его перехода в зону проводимости существенно меньше, чем энергия активации в отсутствие электрического поля. Оказавшись в виртуальном состоянии, электрон может туннелировать под кулоновским барьером в зону проводимости (*phonon assisted tunneling*, PAT) [124,125]. В таком случае эффективная толщина барьера меньше, следовательно выше вероятность туннелирования. Такой процесс схематично показан на рисунке 4.13. Также на рисунке показаны остальные процессы, влияющие на ионизацию атомов фосфора в кремнии.

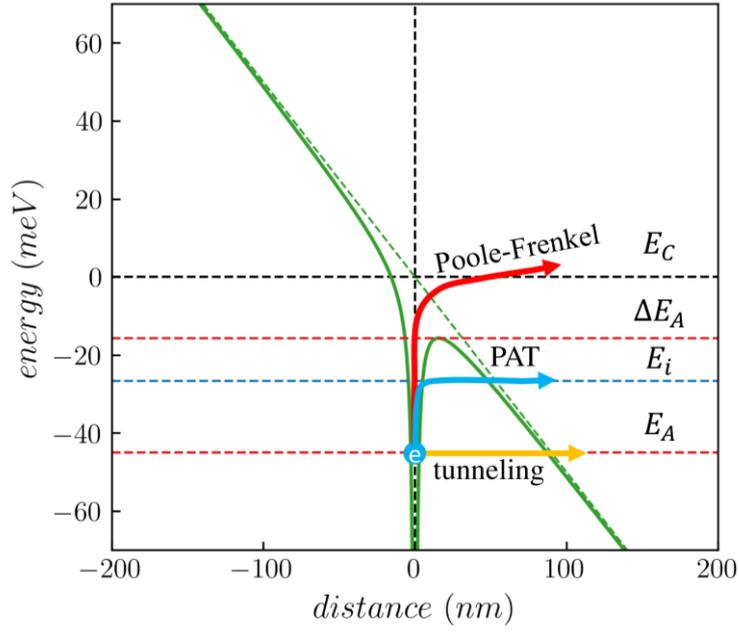


Рисунок 4.13. Процессы, повышающие темп эмиссии электронов с атомов фосфора в кремнии во внешнем электрическом поле.

Оценка вероятности того, что электрон займет виртуальное состояние, была выполнена с использованием распределения Больцмана. Вероятность w_i того, что в результате взаимодействия с фонами электрон приобретет энергию E_i (отсчитываемую от $E_C = 0$, поэтому $E_A < E_i < 0$) над основным состоянием E_A определяется как

$$w_i = \frac{1}{Z} \exp\left(-\frac{E_i - E_A}{k_B T}\right), \quad (4.14)$$

где Z – каноническая статистическая сумма (сумма по всем возможным состояниям электрона):

$$Z = \int_{E_A}^{\infty} \exp\left(-\frac{\xi - E_A}{k_B T}\right) d\xi = k_B T. \quad (4.15)$$

Если электрон занимает виртуальное состояние с энергией E_i , то вероятность туннелирования равна:

$$T = \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m_e(U(x) - E_i)} dx\right). \quad (4.16)$$

Пределы интегрирования в (4.16) находятся из решения квадратного уравнения (4.11), где в правой части вместо E_A подставляется E_i . Итоговая вероятность эмиссии электрона в описанном

процессе есть произведение вероятностей занять состояние E_i и прозрачности барьера на этом уровне энергии $w_i T$.

На рисунке 4.14 показаны зависимости ширины и прозрачности барьера от энергии электрона E_i над основным состоянием E_A при различных величинах электрического поля. Отметим, что если в результате взаимодействия с фононами электрон приобретает большую энергию, чем высота барьера, то он становится свободным со 100% вероятностью.

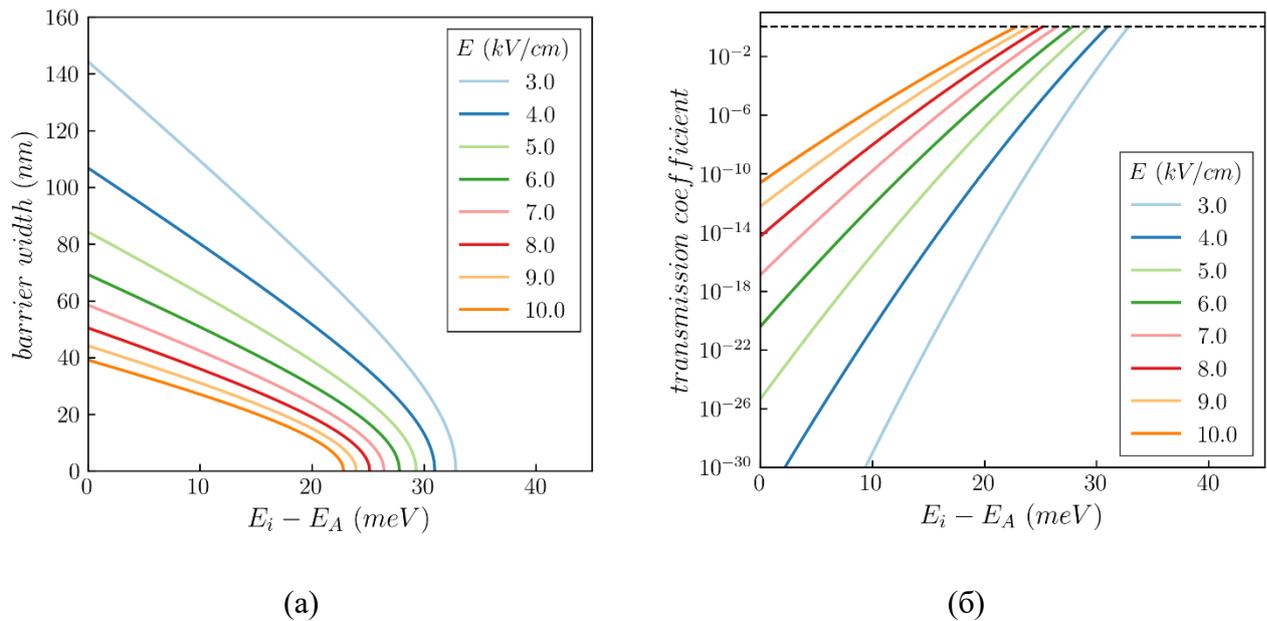


Рисунок 4.14. Параметры кулоновского барьера на виртуальном уровне энергии при различных напряженностях электрического поля. (а) – ширина барьера, (б) – прозрачность барьера.

Чтобы найти полную вероятность ионизации одного атома фосфора $w(E)$ при конкретной напряженности внешнего электрического поля, необходимо проинтегрировать произведение вероятности занять уровень E_i и прозрачности барьера на этом уровне энергии по всем состояниям E_i :

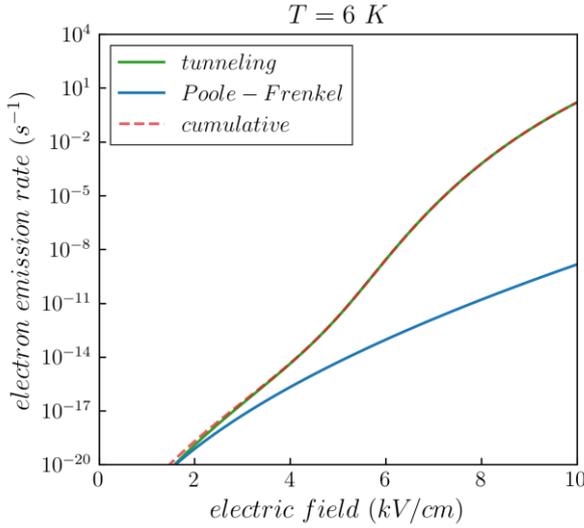
$$w(E) = \frac{1}{k_B T} \int_{E_A}^{\Delta E_A(F)} \left[\exp\left(-\frac{\xi - E_A}{k_B T}\right) \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1(F)}^{x_2(F)} \sqrt{2m_e(U(x, E) - \xi)} dx\right) \right] d\xi. \quad (4.17)$$

Чтобы найти вклад такого процесса эмиссии в ионизацию атомов фосфора необходимо учесть плотность виртуальных состояний E_i , которая может быть найдена как произведение эффективной плотности состояний в зоне проводимости (4.5) и прозрачности барьера на этом уровне энергии. В работе [126] утверждается, что итоговое увеличение темпа эмиссии для потенциального барьера (4.8) и прозрачности барьера (4.16) определяется как:

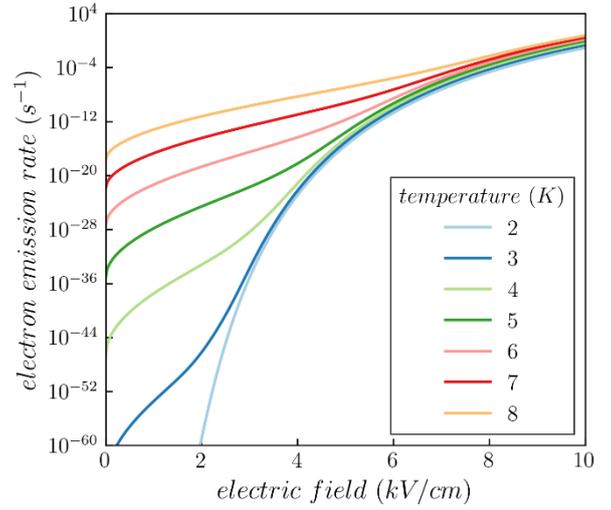
$$e_n(E) = e_{n0} \left(\exp\left(\frac{\Delta E_A}{k_B T}\right) + \int_{\frac{\Delta E_A}{k_B T}}^{\frac{-E_A}{k_B T}} \exp\left[z - z^{3/2} \times \left(\frac{4\sqrt{m_e} k_B T^{3/2}}{3 e \hbar E}\right) \times \left(1 - \left(\frac{\Delta E_A}{z k_B T}\right)^{5/3}\right)\right] dz \right). \quad (4.18)$$

Пределы интегрирования в (4.18) получены из пределов интегрирования в (4.17) заменой переменной $z = (\xi - E_A)/k_B T$. Первое слагаемое в скобке описывает увеличение темпа эмиссии электронов за счет понижения энергии активации, то есть отдельно учитывает эффект Пула-Френкеля. Интеграл по энергии описывает туннелирование электронов с участием фононов. На рисунке 4.15а показаны компоненты, определяющие темп эмиссии электронов с атомов фосфора в зависимости от напряженности электрического поля. Красным пунктиром показан темп эмиссии с учетом влияния как эффекта Пула-Френкеля, так и туннелирования, стимулированного фононами в электрическом поле p - n перехода. Проведенные вычисления показывают, что даже относительно небольшое электрическое поле в единицы кВ/см оказывает существенное влияние на ионизацию фосфора. При $E = 10$ кВ/см темп эмиссии примерно равен 1.6 с^{-1} , что в 10^{28} раз выше, чем при отсутствии электрического поля. При таком темпе эмиссии примерно треть всех доноров будет ионизована за время меньше одной секунды. Следует подчеркнуть, что наибольший вклад в ионизацию атомов фосфора в исследуемом интервале электрических полей при температуре 6 К вносит туннелирование электронов с участием фононов. На рисунке 4.15б показаны зависимости темпа эмиссии электронов от величины электрического поля при различных температурах, из которых видно, что при значениях электрического поля $E \sim 10$ кВ/см температурная зависимость практически отсутствует, и ионизация атомов фосфора определяется исключительно туннелированием электронов сквозь энергетический барьер. При этом важно отметить, что результаты расчетов позволяют сделать вывод о возможности ионизации атомов фосфора в электрическом поле p - n перехода кремниевого детектора и при температуре сверхтекучего гелия (2 К).

Как это видно из расчетов для темпа эмиссии электронов, незначительное увеличение энергии активации примеси приведет к экспоненциальному уменьшению вероятности её ионизации. Поэтому выводы, полученные в данной Главе, справедливы исключительно для атомов фосфора в кремнии, имеющих наименьшую энергию активации, и только в исследованном интервале напряженностей внешнего электрического поля. При этом влияние эффекта Пула-Френкеля и туннелирования носителей заряда на вероятность ионизации глубоких энергетических уровней, с энергией активации больше 100 мэВ, в таких условиях минимально и эмиссия носителей заряда с любых ГУ в разрешенные зоны полупроводника отсутствует.



(a)



(б)

Рисунок 4.15. Темп эмиссии электронов с атомов фосфора. (а) – влияние различных процессов при температуре 6 К, (б) – при различных температурах.

На основании проделанных расчетов можно вычислить время, за которое изначально нейтральные атомы фосфора будут ионизованы при включении обратного смещения p - n перехода детектора при $t = 0$. Однако при таких расчетах необходимо учитывать неоднородность электрического поля p - n перехода в объеме. Если в нулевой момент времени атомы фосфора нейтральны, то при подаче обратного смещения V_b в объеме детектора электрическое поле будет распределено равномерно с величиной $E = V_b/d$, и процессы эмиссии электронов будут протекать одинаково во всём объеме детектора. Однако, как только начинает происходить ионизация атомов фосфора в объеме детектора появляется положительный объемный заряд, и электрическое поле становится линейным. При этом у p^+ контакта поле будет выше, чем вблизи n^+ контакта, и процессы ионизации и туннелирования будут протекать неравномерно по объему материала.

Учитывая крайне сложную зависимость темпа эмиссии (4.18) от величины электрического поля, решение было получено численно. Для этого рассматривалась дискретная сетка времен $t \in [0, \dots, t_i, \dots, t_N], i = 1, N$ с шагом t_N/N , существенно меньшим темпа эмиссии, например 1 нс. При $t = 0$ все атомы фосфора являются нейтральными. В следующей по времени точке $t = 1/N$ количество ионизованных атомов фосфора определяется, используя (4.6) и (4.18):

$$N_D^+ = N_D \times \left\{ 1 - \exp \left[-e_n \left(\frac{V_{bi}}{d} \right) \times \frac{1}{N} \right] \right\}. \quad (4.19)$$

Распределение электрического поля $E(x)$ определяется из уравнения Пуассона:

$$\frac{dE(x)}{dx} = -\frac{e}{\varepsilon\varepsilon_0}N_D^+ \quad (4.20)$$

Далее необходимо вычислить $e_n(E(x))$ в каждой точке детектора; для этого рассматривается координатная сетка $x \in [0, \dots, x_j, \dots, x_M]$, $j = 1, M$ с малым шагом x_M/M , 0.03 мкм. В данном случае предполагается, что в объеме детектора поле распределено неравномерно, но вблизи атома фосфора его изменением можно пренебречь. Затем выполняется пошаговое вычисление использованием (4.19) и (4.20).

На рисунке 4.16 приведены профили электрического поля в разные моменты времени для детектора, находящегося при температуре 6 К и $V_b = 340$ В.

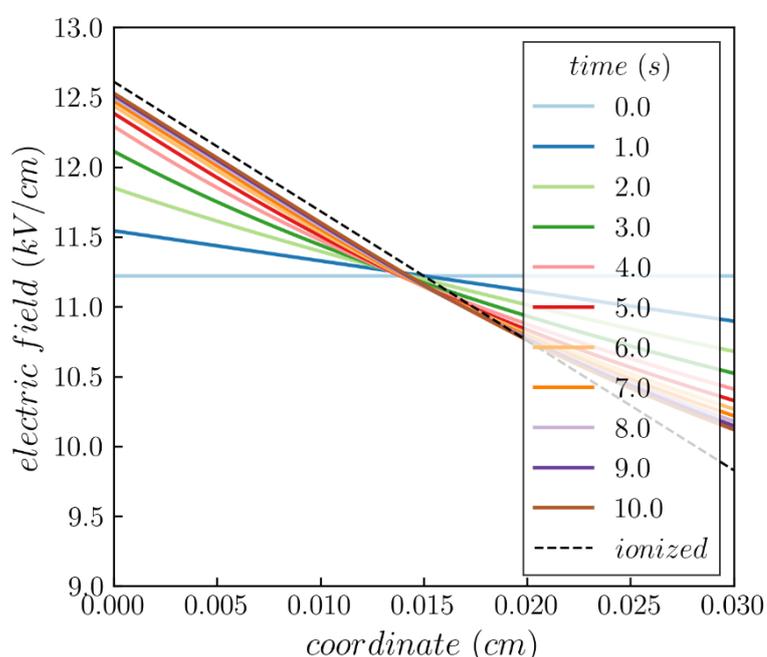


Рисунок 4.16. Эволюция электрического поля во времени в детекторе при температуре 6 К.

При таких параметрах эффект Пула-Френкеля в совокупности с туннелированием электронов приводит к практически полной ионизации атомов фосфора в течение 10 секунд, что качественно объясняет экспериментальные результаты, в которых объемный заряд в детекторе отличен от нуля при температуре $T = 6$ К. Однако, расчеты были выполнены при достаточно больших напряжениях, в то время как в эксперименте токовые отклики детекторов, соответствующие случаю полной ионизации атомов фосфора, реализуются при минимальном напряжении смещения, достаточном для полного обеднения. Более того, в эксперименте эволюция токового отклика не заметна невооруженным глазом, следовательно, возможно, она происходит за времена существенно меньшие одной секунды. Такое противоречие может быть объяснено использованием предположений, ограничивающих точность вычислений, и неопределенностью величины сечения захвата-выброса электрона на энергетический уровень фосфора, существенно

влияющей на количественный результат. Тем не менее, качественное объяснение экспериментального факта полной ионизации атомов фосфора при $T = 6$ К и экстраполяция этого результата в диапазон меньших температур, позволяют сделать вывод о возможности полной ионизации атомов фосфора в электрическом поле p - n перехода кремниевого детектора и при температуре сверхтекучего гелия.

4.5 Выводы

Проведены исследования токовых откликов детекторов с использованием ТСТ в режиме полного обеднения, которые позволили восстановить распределения электрического поля в объеме сенсоров в температурном диапазоне 6 – 300 К. Показано, что в исследуемом температурном диапазоне все атомы фосфора ионизованы.

Проведены измерения токовых откликов детекторов в режиме неполного обеднения. Экспериментальные результаты показали неизменность ширины ОПЗ при понижении температуры, что подтверждает факт полной ионизации атомов фосфора в ОПЗ независимо от состояния обеднения чувствительного объема.

Проведены расчеты вероятности ионизации атомов фосфора в кремнии, которые показали принципиальную возможность процесса эмиссии электронов при температурах ниже 10 К за счет эффекта Пула-Френкеля и процессов туннелирования электронов с участием фононов. Поскольку эксперименты в ЦЕРНе были выполнены при температуре 1.9 К, проведена экстраполяция результатов расчетов в область температур ниже 6 К. Показано, что при увеличении электрического поля температурная зависимость темпа эмиссии электронов является слабой в силу того, что процессы ионизации атомов фосфора полностью определяются туннелированием электронов, на которое температура оказывает малое влияние; следовательно, с большой вероятностью атомы фосфора в электрическом поле порядка 10 кВ/см будут ионизованы и при температуре 1.9 К. Таким образом, влияние процессов ионизации мелких примесей на сигнал детекторов, изготовленных из чистого высокоомного кремния, должно учитываться как фундаментальное свойство их функционирования при температурах сверхтекучего гелия.

Полученные в данной Главе результаты представлены в работах [А1–А3]

ГЛАВА 5 Исследование кремниевых детекторов облучаемых *in situ* при температуре сверхтекучего гелия

5.1 Образцы для исследований

Для исследования детекторов при температуре 1.9 К были проведены *in situ* радиационные тесты, в которых изучались токовые отклики $p^+/n/n^+$ детекторов. Тесты проводились в режиме *in situ*, то есть непосредственно в момент их облучения, что соответствует режиму работы BLM. Для исследований были выбраны образцы с площадью чувствительной области 1 мм². Детекторы были изготовлены из пластины *n*-кремния толщиной 300 мкм, изготовленной методом зонной плавки и легированной фосфором так, что удельное сопротивление материала составило 10 кОм · см. Эксперимент проводился в режиме полного обеднения детекторов. Подробное описание схемы эксперимента, экспериментальной установки и используемого оборудования приведены в п.2.3. Дрейф неравновесных носителей заряда в объеме детектора рассматривался как одномерный процесс. Во всех измерениях мощность лазерного излучения была постоянной. Частота следования лазерных импульсов составляла 10 кГц. Токовые отклики детектора регистрировались в активной фазе работы сенсора, то есть в момент взаимодействия детектора с пучком протонов.

5.2 Дрейфовая скорость носителей заряда при $T = 1.9$ К

Проводимые исследования были направлены на изучение эффективности собирания заряда и распределения электрического поля в детекторе. Для интерпретации экспериментальных результатов использовались закономерности, описанные в предыдущих главах. Поскольку лазер освещал n^+ контакт, то в экспериментах наблюдались токовые отклики детектора на дрейф дырок в электрическом поле p - n перехода. Как сказано ранее, форма импульса тока однозначно связана с распределением электрического поля в объеме детектора. Для восстановления этого распределения использовались эмпирические зависимости (1.16), описывающие зависимость $v_{dr}(E)$. Чтобы проверить применимость этих соотношений при столь низких температурах было проведено их сравнение с известными экспериментальными результатами. В работе [127] приведена экспериментальная зависимость $v_{dr}(E)$ для дырок при температуре $T = 6$ К, показанная на рисунке 5.1 вместе с расчетными зависимостями дрейфовой скорости дырок от электрического поля при различных температурах (линии). Для описания всего семейства зависимостей в диапазоне $E > 2.0$ кВ/см были использованы следующие эмпирические выражения

$$\mu_0^h(T) = 8.54 \cdot 10^5 T^{-1.075} \exp\left(1 - \frac{T}{124}\right),$$

$$v_s^h(T) = 1.14 \cdot 10^7 \exp(-2.29 \cdot 10^{-3}T),$$

$$b^h(T) = 2.49 \exp(-3.7 \cdot 10^{-3}T),$$
(5.1)

На вставке на рисунке 5.1 показан интервал $E \leq 0.4$ кВ/см, в котором отклонение расчетной дрейфовой скорости дырок от экспериментальной максимально и достигает 28%, однако величина электрического поля в выполненных экспериментах, как правило, существенно выше этих значений и ошибка не превосходит 2% при температуре 6 К. Поскольку экспериментальных результатов для температуры 1.9 К найти не удалось, предполагается, что эмпирические закономерности выполняются с достаточной точностью и при $T = 1.9$ К.

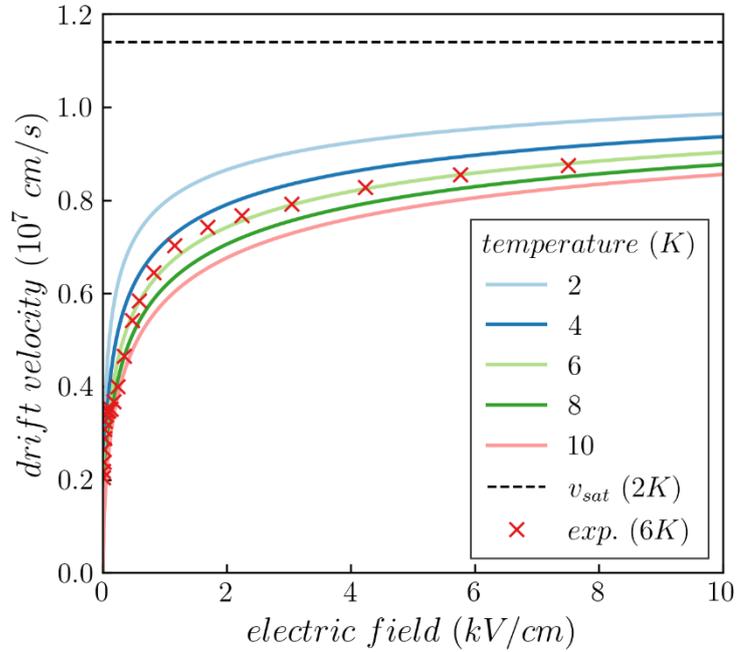


Рисунок 5.1. Зависимости дрейфовой скорости дырок от электрического поля в температурном диапазоне 2 – 10 К.

Важное следствие полученных эмпирических зависимостей для дрейфовой скорости состоит в том, что даже при относительно небольшом электрическом поле при столь низкой температуре ожидается насыщение дрейфовой скорости. Например, при приложении напряжения обратного смещения детектора в 280 – 500 В (что соответствует среднему электрическому полю в 9.3 – 16.7 кВ/см) дрейфовая скорость дырок составляет 85-88% от скорости насыщения в соответствии с (5.1).

Как было показано выше, индуцированный дрейфом носителей заряда ток пропорционален их дрейфовой скорости, следовательно при $T = 1.9 \text{ К}$, ожидается, что форма токового импульса будет представлять собой прямоугольный импульс. Дрейфовая скорость насыщения дырок составляет примерно 10^7 см/с , следовательно, при толщине детектора в 300 мкм длительность токового отклика оценивается в 3 нс . Любые отклонения от указанной формы сигнала следует в первую очередь отнести к непостоянству заряда дрейфующих дырок во времени вследствие захвата носителей заряда на глубокие уровни в объеме полупроводника. В этом случае заряд будет зависеть от времени дрейфа экспоненциально (2.17) и поскольку величина индуцированного тока также пропорциональна заряду, то форма импульса тока будет описываться экспоненциально убывающей функцией.

5.3 Экспериментальные результаты и модель формирования импульсов тока

В ходе выполнения экспериментов, при облучении детектора дозой $5 \times 10^{13} \text{ p/см}^2$, экспериментальные токовые отклики имели вид, показанный на рисунке 5.2 и форма импульсов тока оказалась существенно отличной от ожидаемой. Длительность экспериментальных сигналов составила более 10 нс с резким ростом тока в момент времени примерно $3 - 4 \text{ нс}$ от начала дрейфа дырок. Следовательно, процесс переноса заряда в детекторе не может быть рассмотрен исключительно как дрейф дырок между n^+ и p^+ контактами сенсора.

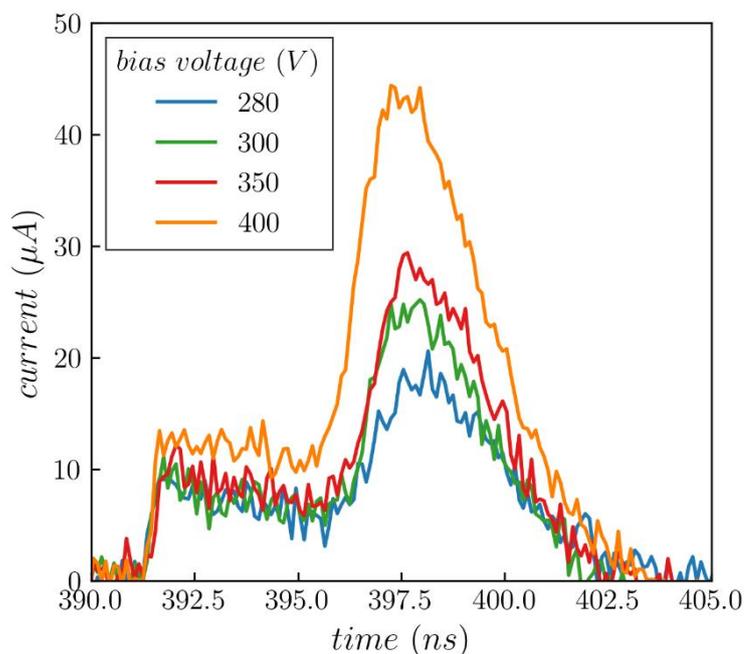


Рисунок 5.2. Экспериментальный токовый отклик детектора, облученного протонами до дозы $5 \times 10^{13} \text{ p/см}^2$.

Для объяснения различий между экспериментальными данными и ожидаемой прямоугольной формой импульса была предложена модель многостадийного процесса переноса

заряда в детекторе. Модель формирования импульса тока, показана проиллюстрирована на рисунке 5.3. При воздействии света лазера в момент времени $t = 0$ происходит генерация неравновесных дырок вблизи n^+ контакта. Генерированные дырки дрейфуют к p^+ контакту, индуцируя ток и подвергаясь захвату на глубокие энергитические уровни радиационных дефектов, соответственно, первая часть импульса тока имеет экспоненциально спадающую вершину с постоянной времени равной времени захвата дырок, что соответствует ожиданиям.

По достижении p^+ контакта дырки оказываются в электрическом поле большой величины (обсуждается ниже), что вызывает ударную ионизацию атомов кремния и увеличение дрейфующего неравновесного заряда в образце. Соответственно, происходит резкое увеличение тока, что и наблюдается на экспериментальном импульсе. Следует отметить, что увеличение тока в эксперименте не является мгновенным, а происходит в течение примерно 1 нс, что может быть объяснено влиянием таких факторов как распределение генерированных дырок при $t = 0$, диффузионное растекание облака дрейфующих дырок и искажений, связанных с регистрирующей электроникой (проанализировано в Главе 3).

Процесс ударной ионизации, инициированный дырками, приводит к появлению дополнительных электронов и дырок. Однако дырки, появившиеся вблизи p^+ контакта, дальнейшего вклада в ток не дают. Напротив, сформировавшееся облако электронов дрейфует в электрическом поле в сторону n^+ контакта индуцируя ток, формирующий вторую часть импульса, которая также имеет экспоненциальный спад из-за захвата электронов на глубокие уровни.

Наконец, финальная часть импульса определяется, по аналогии с дырочной компонентой, диффузионным растеканием облака электронов. Однако в данном случае форма импульса связана с изначальным конечным размером дырочного облака. Механизмы, искажающие форму токового отклика, показаны на рисунке 5.3 зелеными стрелками.

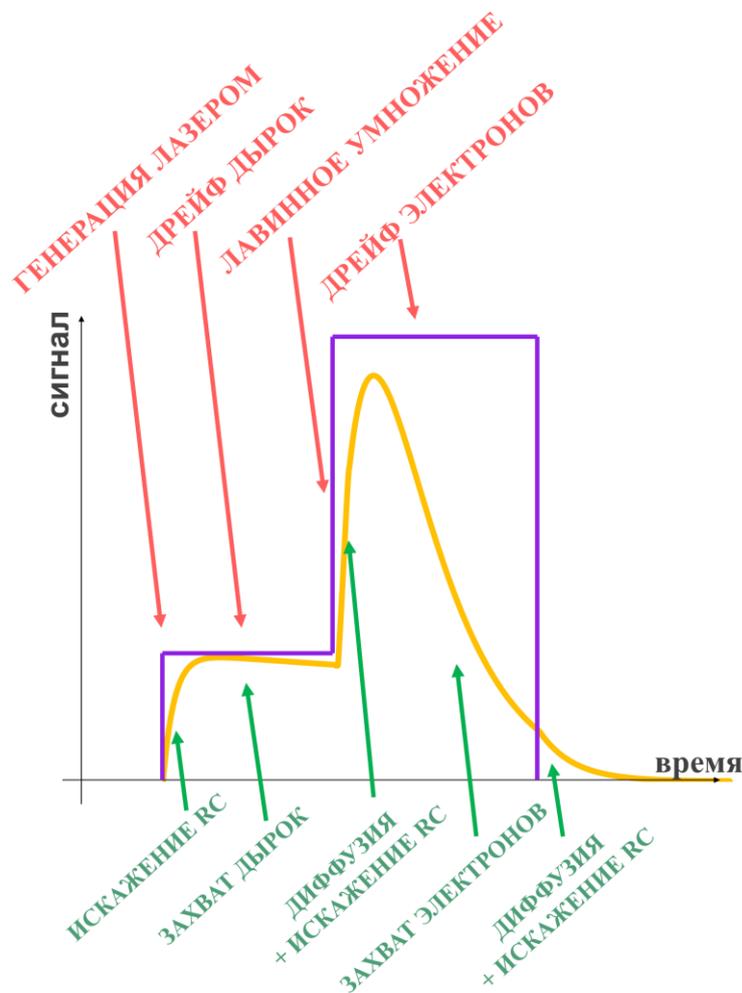


Рисунок 5.3. Модель формирования токового отклика детектора.

Фиолетовая линия на рисунке 5.3 соответствует импульсу тока в отсутствии любых искажений и в предположениях, что облака носителей заряда имеют нулевую толщину, а время их захвата на глубокие уровни бесконечно велико. Желтыми стрелками на рисунке указаны физические процессы, определяющие форму отдельных участков токового отклика.

Описанная модель предполагает возможность продолжения процесса переноса заряда по окончании второй стадии. Действительно, электроны вблизи n^+ контакта после второй стадии также могут оказаться в области высокого электрического поля и инициировать ударную ионизацию. Такой процесс может вызвать третью и последующие стадии собирания заряда. Изучению этого вопроса посвящен отдельный пункт в настоящей главе.

5.4 Обработка экспериментальных результатов

Построенная феноменологическая модель формирования токового сигнала позволяет провести обработку экспериментальных данных, показанных на рисунке 5.2. Рассмотрим два способа получения информации из токовых откликов детекторов.

5.4.1 Прямая обработка экспериментальных импульсов

Первый способ обработки экспериментальных результатов состоит в аппроксимации двух стадий тока различными функциями, что позволит напрямую определить транспортные параметры носителей заряда напрямую. Рассмотрим процедуру на примере токового отклика, полученного при $V_b = 400$ В (рисунок 5.2), представленную на рисунке 5.4.

На первом этапе (рисунок 5.4а) определяется время начала импульса t_0^h , как время, соответствующее половине амплитуды нарастания первой компоненты тока. Время окончания дрейфа дырок t_{dr}^h может быть найдено как пересечение двух линейных аппроксимаций плавной вершины первой компоненты $y_1(t)$ и резкого возрастания тока в начале второй компоненты $y_2(t)$ (красный пунктир). Экстраполяция $y_1(t)$ до пересечения с вертикальной линией t_0^h позволяет определить значение тока дырок в нулевой момент времени I_0^h . Описанный в п.3.1.1 способ определения величины тока в нулевой момент времени, основанный на анализе экстремума экспериментального сигнала, в данном случае не может быть корректно применен в силу малости отношения сигнал/шум и неясности локального максимума функции, описывающей токовый импульс вблизи $t = 0$.

Для определения постоянной времени захвата дырок τ_{tr}^h обычно используют аппроксимацию экспоненциальной функцией, позволяющую прямым образом вычислить этот параметр. Однако, для данных экспериментальных импульсов изменение тока за время дрейфа дырок сравнимо с отношением сигнал/шум, как это видно из рисунка 5.4, поэтому для обработки используется другой подход. В предположении, что изменение тока в первой компоненте импульса связано исключительно с захватом дырок на глубокие уровни (то есть дырки дрейфуют с постоянной насыщенной дрейфовой скоростью), заряд дырок определяется как

$$Q_c^h = \int_{t_0^h}^{t_{dr}^h} Q_0 \frac{v_s}{d} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{tr}^h}\right) dt = I_0^h \tau_{tr}^h \left[1 - \exp\left(-\frac{t_{dr}^h}{\tau_{tr}^h}\right)\right], \quad (5.2)$$

где $I_0^h = Q_0 \frac{v_s}{d}$ – ток в нулевой момент времени. В обозначениях верхние индексы здесь и ниже определяют тип носителей заряда. С другой стороны, интеграл от линейной аппроксимации $y_1(t)$ также есть собранный заряд

$$Q_c^h = \int_{t_0^h}^{t_{dr}^h} (at + b) dt = \frac{a(t_{dr}^h)^2}{2} + bt_{dr}^h \quad (5.3)$$

где a и b – известные параметры аппроксимации. При вычислениях интегралов t_0^h было приравнено к нулю.

Равенство Q_c^h в выражениях (5.2) и (5.3), позволяет определить время захвата дырок τ_{tr}^h .

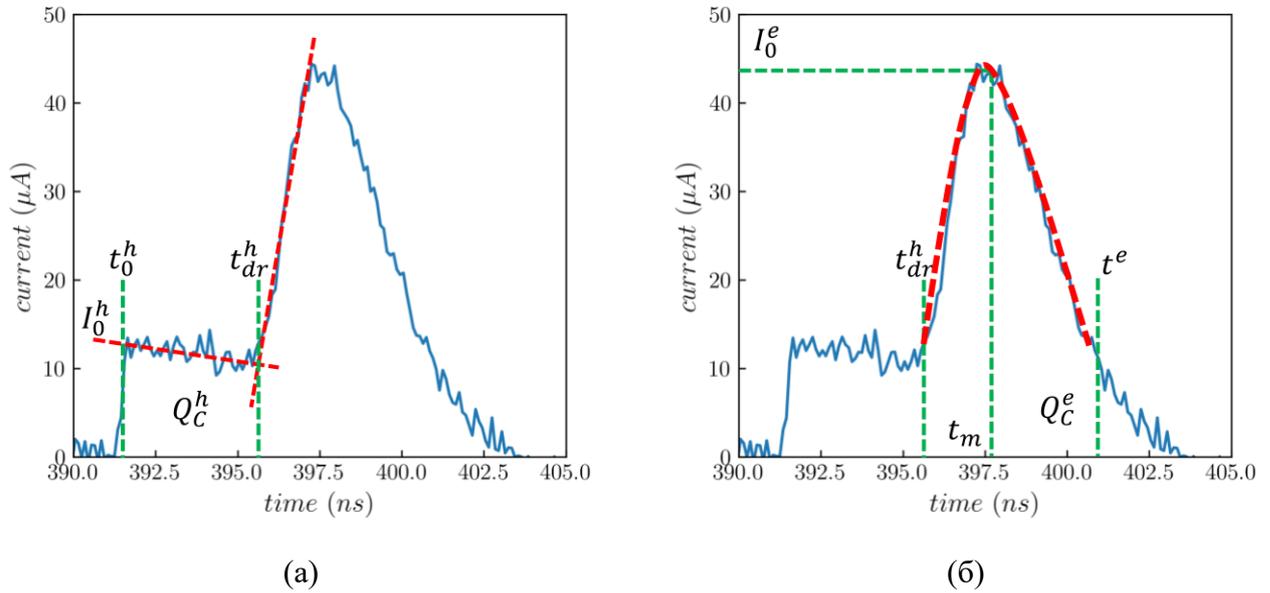


Рисунок 5.4. Иллюстрация обработки экспериментальных токовых откликов. (а) – обработка первой стадии транспорта, (б) – обработка второй.

Ошибка σ определения параметров в описанном алгоритме может быть оценена как суммарная неточность линейных аппроксимаций, использованных при обработке данных

$$\sigma = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2} \quad (5.4)$$

где σ_1 – ошибка определения времени начала дрейфа дырок, σ_2 – ошибка аппроксимации $y_1(t)$, σ_3 – ошибка аппроксимации $y_2(t)$. В данном эксперименте суммарная ошибка составила примерно 7%.

Вторая компонента тока представляет собой несимметричный пик, форма которого может быть описана сложной функцией (5.5), зависящей от трех подгоночных параметров:

$$i(z(t)) = Ae^{(-e^{-z}-z+1)}, \quad z = \frac{t - t_m}{\tau}, \quad (5.5)$$

где A , t_m и τ – подгоночные параметры. Такая аппроксимация показана на рисунке 5.4б. Она была выполнена на отрезке $[t_{dr}^h, t^e]$, где t^e выбирается из условия $i(t^e) = i(t_{dr}^h)$.

В этой аппроксимации значение функции (5.5) в точке экстремума A соответствует амплитуде электронного тока I_0^e . Вдали от экстремума, то есть при $t \gg t_m$, функция

$i(z(t)) \sim \exp(-t/\tau)$, следовательно, из аппроксимации может быть найдена постоянная времени захвата электронов на глубокие уровни τ_{tr}^e . Кроме этого, интегрирование функции (5.5) от t_{dr}^h до $+\infty$ позволяет вычислить собранный электронами заряд Q_c^e . Ошибка в определении транспортных параметров электронов равна ошибке аппроксимации второй фазы сигнала выражением (5.5). В данном случае она составляет не более 5%.

Таким образом, описанная процедура обработки экспериментальных данных позволяет определить следующие параметры.

- для дырок: ток в нулевой момент времени I_0^h , время дрейфа t_{dr}^h , собранный заряд Q_c^h и постоянную времени захвата τ_{tr}^h ;
- для электронов: амплитуду тока I_0^e , собранный заряд Q_c^e и постоянную времени захвата τ_{tr}^e .

5.4.2 Моделирование формы сигнала детектора

В подходе, рассматриваемом в данном разделе, предполагается, что при температуре 1.9 К дрейфовые скорости электронов и дырок насыщены. Следовательно, форма первой компоненты импульса тока определяется захватом дырок на глубокие энергетические уровни, форма второй – захватом электронов. Переход от первой компоненты ко второй происходит за счет дрейфа электронов, образующихся вблизи p^+ контакта за счет ударной ионизации, производимой дырками. На форму сигнала обеих компонент влияют также диффузионное растекание дырочного облака и распределением изначально генерированных дырок (как это обсуждалось в Главе 3). По завершении второй стадии переноса заряда, форма импульса тока определяется исключительно диффузионными процессами внутри дрейфующего электронного облака. Дополнительно форму импульса тока во всех стадиях искажает регистрирующая-электроника.

Процедура моделирования включает два этапа. На первом этапе обработки экспериментальных результатов определяется время начала дрейфа дырок. В данном случае, в отличие от предыдущего способа обработки данных, это время соответствует времени начала нарастания тока первой компоненты импульса. Это время принимается за $t = 0$. Далее определяется время окончания первой стадии переноса заряда t_{dr}^h , как точка пересечения двух линейных аппроксимаций, по аналогии с предыдущим способом. Время окончания второй стадии переноса заряда может быть найдено как точка изменения скорости убывания спада импульса. Обозначим его t_e .

Далее, в указанных временных границах, формально форма импульса тока $s(t)$ с учетом сшивки в точках t_{dr}^h, t_e может быть формально описана как:

$$s(t) = \begin{cases} I_0^h e^{-t/\tau_{tr}^h}, & 0 < t \leq t_{dr}^h \\ s(t = t_{dr}^h) [1 + Mf(t)] e^{-\frac{t-t_{dr}^h}{\tau_{tr}^e}}, & t_{dr}^h < t \leq t_e \\ s(t = t_e) e^{-\frac{t-t_e}{\tau_{diff}}}, & t > t_e \end{cases} \quad (5.6)$$

где M – коэффициент умножения дырок, а функция $f(t)$ определяется зависимостью величины заряда дырок в объеме детектора от времени дрейфа (в соответствии с подходом, изложенным в Главе 3). В данном случае, коэффициент M есть физический коэффициент умножения дырок, равный отношению амплитуды тока электронов к амплитуде тока дырок (фиолетовая линия на рисунке 5.3). Функция $f(t)$ может быть корректно найдена как свертка зависимости, описывающей диффузионное растекание облака дырок, с функцией, описывающей зависимость коэффициента умножения от электрического поля. В данном случае, для упрощения расчетов, принимается, что область, в которой умножаются дырки, представляет собой бесконечно тонкий слой вблизи p^+ контакта. Это исключает необходимость вычисления сложного интеграла свертки, а функция $f(t)$ вычисляется аналогично тому, как это было показано в Главе 3. Последняя стадия импульса тока, не связанная с дрейфом носителей заряда, может быть упрощенно аппроксимирована экспоненциальной функцией с постоянной времени τ_{diff} , описывающей диффузионное размывание электронного тока. При вычислениях использовался коэффициент диффузии дырок $D = 500 \text{ см}^2/\text{с}$ [128] и коэффициент поглощения лазерного излучения (длина волны 630 нм, $T = 1.9 \text{ К}$) $\alpha = 500 \text{ см}^{-1}$ [11].

Наконец, необходимо учесть цепь электроники, регистрирующей сигнал (расчеты показаны в Главе 3), как свертку функции $s(t)$ с импульсной функцией этой цепи. На рисунке 5.5 проиллюстрирован описанный подход к обработке экспериментального импульса, полученного от детектора, работающего при напряжении 350 В. Разными цветами показаны области импульса, определяемые различными постоянными времени.

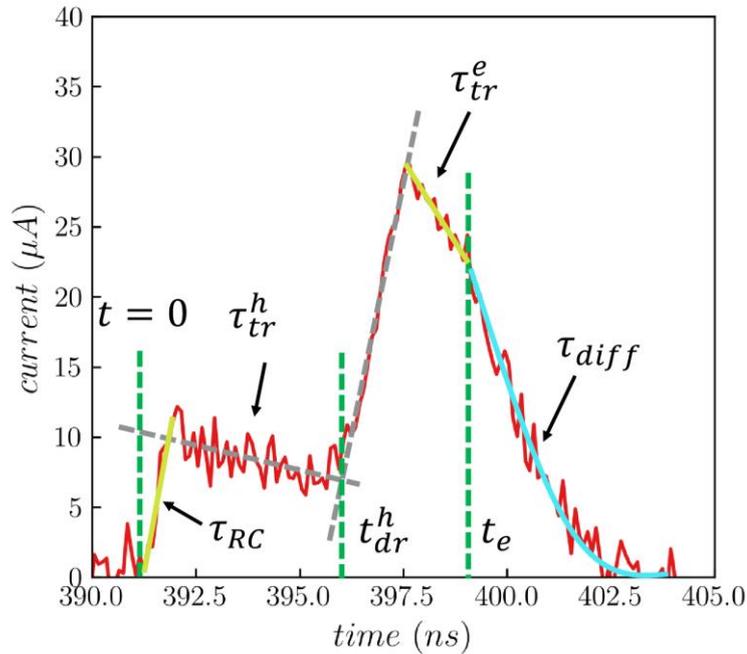


Рисунок 5.5. Иллюстрация подхода к обработке и моделированию токового отклика детектора на основании модели формирования сигнала.

Для того, чтобы найти искомые значения набора параметров $(\tau_{RC}, \tau_{diff}, \tau_{tr}^h, \tau_{tr}^e, t_{dr}^h, t_e, I_0^h, I_0^e)$ необходимо добиться совпадения построенного модельного импульса (5.6) с экспериментальным. Эта задача численно решалась с помощью алгоритма Бройдена — Флетчера — Гольдфарба — Шанно (BFGS) [129], позволяющего найти экстремум нелинейного функционала. В данном случае минимизировалось среднеквадратичное отклонение модельного импульса от экспериментального. На рисунке 5.6 продемонстрирован результат применения обсуждаемого алгоритма для четырех экспериментальных импульсов, полученных при различных напряжениях смещения детектора. Как можно видеть, модельные импульсы с достаточной точностью аппроксимируют экспериментальные, что свидетельствует о корректности разработанного подхода.

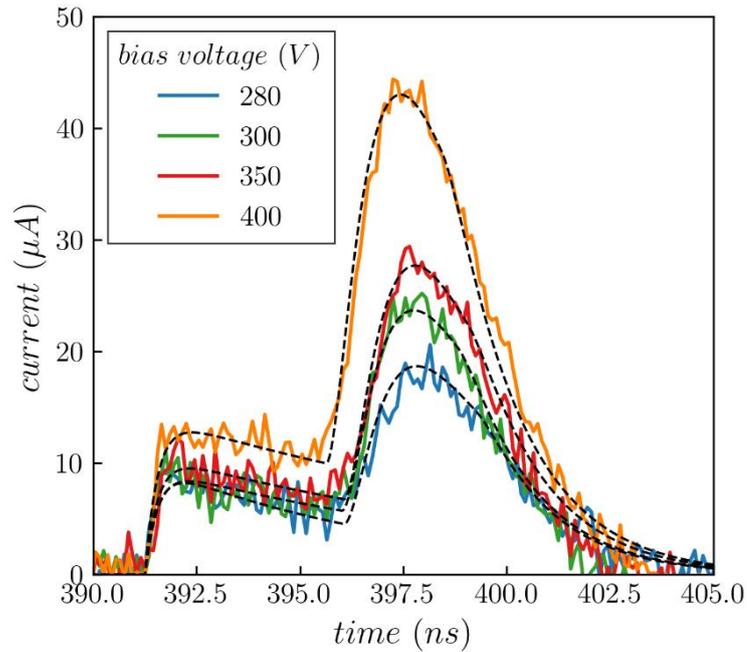


Рисунок 5.6. Результат моделирования токовых откликов детекторов при различных напряжениях.

Такой способ обработки экспериментальных результатов позволяет получить значения набора параметров, описывающих транспорт ННЗ, аналогичного приведенному в п.5.4.1. В Таблице 5.1 приведены значения транспортных характеристик, полученных двумя способами для детектора, работающего при напряжении 350 В (1 – описанный в п.5.4.1, 2 – п.5.4.2).

Таблица 5.1. Сравнение величин характеристик транспорта ННЗ, полученных различными способами обработки данных.

	τ_{tr}^h , нс		τ_{tr}^e , нс		I_0^h , мкА		I_0^e , мкА	
	1	2	1	2	1	2	1	2
значение	9.07	9.18	2.74	2.65	9.35	9.18	27.85	29.46

В таблице не представлены параметры t_{dr}^h , Q_c^h и Q_c^e , так как их определения идентичны в обоих способах обработки токовых откликов. Остальные параметры демонстрируют высокую точность совпадения величин, полученных двумя разными способами, как для приведенного результата при напряжении 350 В, так и для остальных напряжений смещения. Далее в работе за истинную величину любого транспортного параметра принимается среднее значение между результатами, полученными двумя способами.

5.5 Третья стадия транспорта ННЗ в кремниевом детекторе

На рисунке 5.7 продемонстрированы токовые отклики детектора, облученного дозой 2.7×10^{14} p/см², а также сравнение экспериментальных данных для различных доз облучения. Заметно существенное отличие в формах импульсов. При большей дозе облучения, величина

тока в первой стадии переноса заряда изменяется во времени значительно быстрее, в то время как ток при переходе от первой стадии ко второй меняется не значительно. Однако, из сравнения импульсов для разных доз, можно заметить, что времена окончания первой стадии и время, соответствующее максимальному значению тока второй, сохранились. Такое отличие может быть объяснено тем, что постоянная времени захвата дырок при увеличении дозы облучения детектора существенно уменьшилась, то есть захват дырок на глубокие уровни в объеме детектора проявляется эффективнее.

Таким образом, обработки экспериментальных данных, предложенные выше, неприменимы. С другой стороны, становится возможной аппроксимация первой компоненты тока экспоненциальной функцией

$$i(t) = I_0^h \exp\left(-t/\tau_{tr}^h\right). \quad (5.7)$$

Откуда параметры I_0^h и τ_{tr}^h могут быть получены с существенно большей точностью, чем для меньшей дозы (ошибка порядка 1%). Время дрейфа дырок t_{dr}^h может быть определено из условия $i(t_{dr}^h) \approx 0$. Заряд Q_c^h вычисляется как интеграл от (5.7) в пределах времени дрейфа дырок.

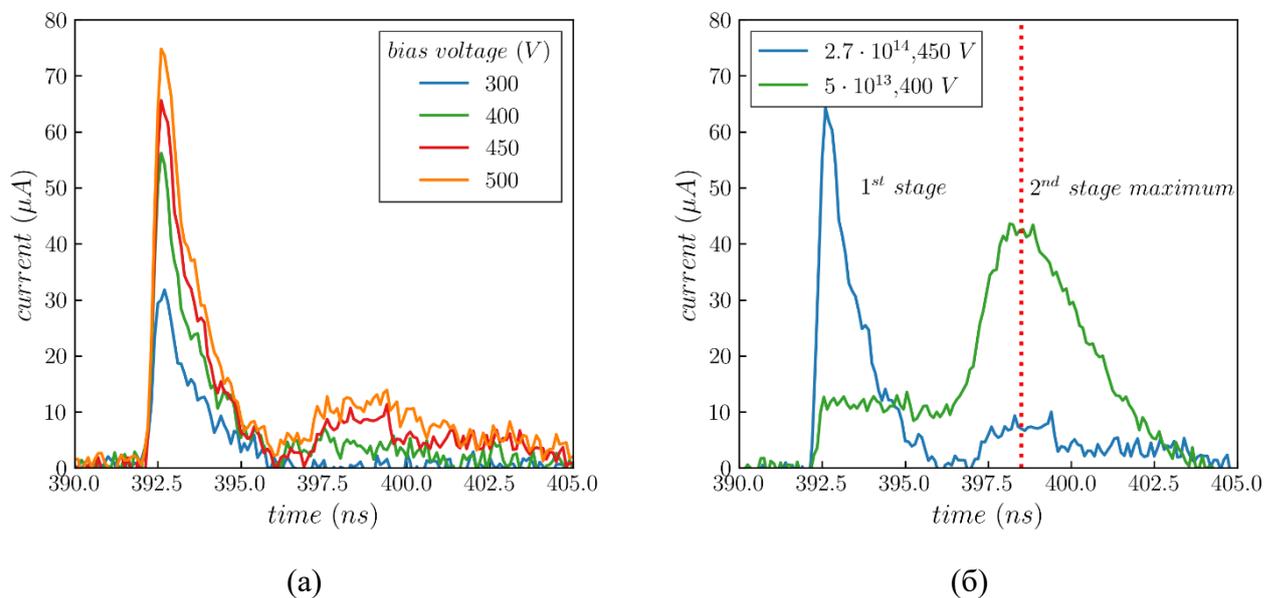


Рисунок 5.7. (а) – экспериментальный токовый отклик детектора, облученного протонами дозой $2.7 \times 10^{14} \text{ p/cm}^2$, (б) – сравнение импульсов для двух доз облучения (указаны на рисунке).

Таким образом, транспортные параметры дырок могут определены и для большей дозы. С другой стороны, поскольку электронная компонента импульса проявляется незначительно, необходимо разработать другой способ получения транспортных параметров для электронов.

Следует заметить, что несмотря на небольшую амплитуду тока во второй компоненте, коэффициент умножения может быть существенно выше, чем при меньшей дозе, поскольку ток дырок вследствие захвата за время дрейфа спадает практически до нуля. То есть малое количество дырок инициирует процесс ударной ионизации вблизи p^+ контакта, который производит заметное количество электронов. Однако, если напряжение $V_b < 400$ В, то процесс ударной ионизации не инициируется и второй компоненты тока не наблюдается (зелена кривая на рисунке 5.7а).

Более того, заметно существенное увеличение амплитуды тока в нулевой момент времени при увеличении напряжения. С учетом специфики эксперимента, такое поведение может быть объяснено только как проявление умножения носителей заряда, генерированных лазером, в нулевой момент времени вблизи n^+ контакта. Следовательно, при такой дозе облучения, в детекторе присутствуют две области высокого электрического поля, в котором происходит ударная ионизация. Вблизи n^+ контакта её инициируют электроны, вблизи p^+ контакта – дырки. Откуда немедленно следует, что токовые отклики должны содержать три или более компоненты. Действительно, по окончании второй стадии электроны вновь оказываются вблизи n^+ контакта, где величина электрического поля достаточна для начала ударной ионизации и в третьей стадии образовавшиеся дырки дрейфуют снова до p^+ контакта. Доказательством этого, помимо увеличения тока в нулевой момент времени, служит результат аппроксимации «хвоста» импульса суммой двух Гауссианов

$$y(t) = y_0 + \frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(t - t_c)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (5.8)$$

где y_0, A, σ, t_c – параметры аппроксимации. Результат такой аппроксимации показан на рисунке 5.8. Применяв её, можно обнаружить третью компоненту переноса заряда, начинающуюся в районе 401 нс. Следует заметить, что такая форма «хвоста» импульса не может быть объяснена иначе, чем проявление специфики кинетики переноса заряда. Любые искажения и отражения в цепи передачи сигнала исключены, что подтверждается, например, импульсом при напряжении 300 В, в котором не наблюдается никаких дополнительных пиков, кроме стадии переноса заряда.

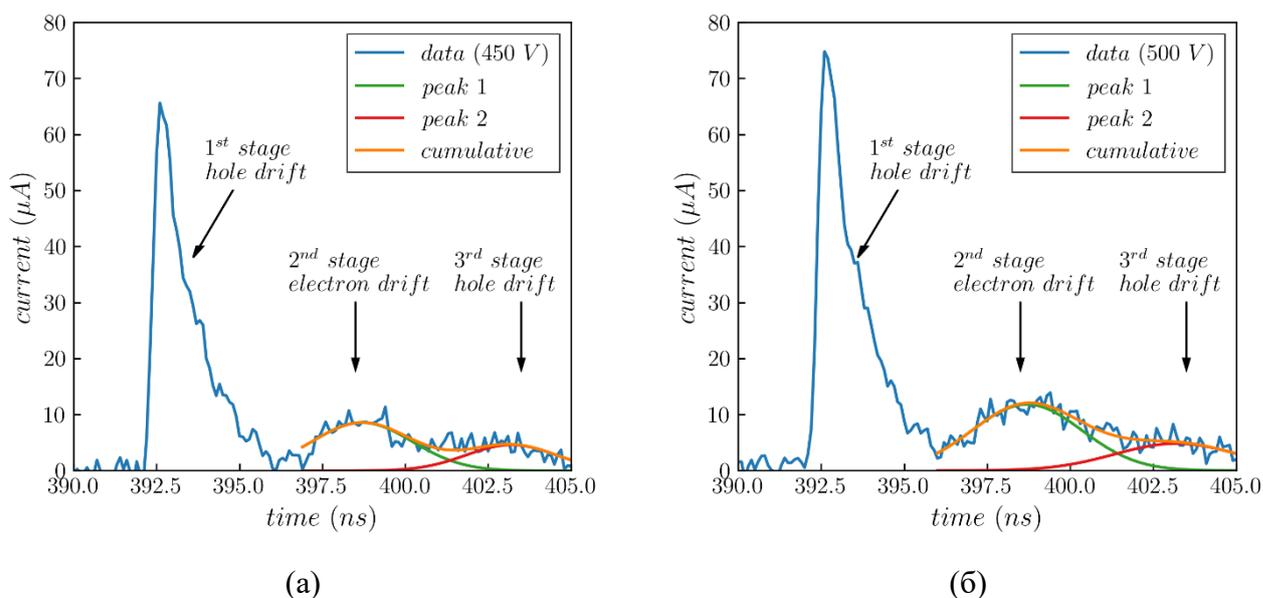


Рисунок 5.8. Иллюстрация трехстадийного процесса переноса заряда при дозе облучения $2.7 \times 10^{14} \text{ p/cm}^2$.

Параметры аппроксимаций для двух приложенных к детектору напряжений приведены в таблице 5.2. Сдвиг по оси ординат y_0 приравнен к нулю. Времена, соответствующие амплитудам пиков t_c , приняты равными для двух напряжений смещения.

Таблица 5.2. Параметры аппроксимации суммой Гауссианов.

параметр	450 V		500 V	
	электроны	дырки	электроны	дырки
t_c (нс)	398.7	403.2	398.7	403.2
σ (нс)	3.0 ± 0.2	2.9 ± 0.3	3.3 ± 0.1	3.4 ± 0.4
A (10^{-14} Кл)	3.3 ± 0.2	1.6 ± 0.1	5.0 ± 0.1	2.2 ± 0.2

В данном случае физический смысл параметра σ неочевиден. Он связан со множеством факторов, обсужденных выше, таких как диффузия, цепь считывающей электроники и другие. Положения пиков t_c также являются сложной функцией нескольких параметров, и они соответствуют времени, когда заряд в детекторе максимален. При этом, с учетом диффузионных механизмов, одновременно в детекторе могут дрейфовать как «отставшие» в результате растекания облака носители заряда из предыдущей стадии, так и уже образовавшиеся носители заряда вследствие ударной ионизации. Следовательно, все найденные параметры аппроксимаций в таблице 5.2 не могут быть отождествлены с транспортными параметрами носителей заряда конкретного типа. Поэтому для дозы облучения детектора $2.7 \times 10^{14} \text{ p/cm}^2$ достоверны только транспортные параметры дырок в первой стадии переноса заряда. Тем не менее, рассмотренный подход к обработке экспериментальных данных качественно демонстрирует проявление трехстадийного процесса переноса ННЗ. Важными для функционирования детекторов с

лавинным умножением является предотвращение неконтролируемого умножения заряда, которое обычно сопровождается лавинообразным увеличением тока и шума. В исследуемых детекторах таким механизмом с большой вероятностью является захват носителей заряда на глубокие уровни радиационных дефектов, что стабилизирует напряженность электрического поля вблизи контактов [130,131].

5.6 Характеристики транспорта неравновесных носителей заряда

В предложенной модели формирования импульса тока в детекторе, находящемся под воздействием протонов при температуре 1.9 К, предполагается, что электрическое поле в объеме детектора неоднородно и его распределение известно только качественно. Поэтому анализ работы детектора в таких нестандартных условиях будет, представлен ниже в виде зависимостей рассчитанных параметров и характеристик от эффективного электрического поля, определяемого как $\langle E \rangle = V_b/d$. Это сделано с целью выяснения отличий в закономерностях его работы от работы «идеального» *p-i-n* детектора с однородным электрическим полем. На рисунке 5.9 показаны характеристики транспорта неравновесных носителей заряда для детекторов, облученных различными дозами.

Для детектора облученного меньшей дозой ($5 \times 10^{13} \text{ p/cm}^2$) наблюдается уменьшение времени дрейфа дырок t_{dr}^h с 4.6 нс до 3.6 нс (рисунок 5.9а). Пунктирной линией показано время дрейфа дырок равное примерно 3 нс соответствующее насыщенной дрейфовой скорости порядка $1.0 \cdot 10^7 \text{ см/с}$. Как видно из рисунка различие между измеренным и ожидаемым временем дрейфа намного больше, чем возможная экспериментальная ошибка. Это позволяет сделать вывод о сильной неоднородности в распределении электрического поля в детекторе. В соответствии с эмпирическими зависимостями $v_{dr}(E)$ (5.1) и измеренным временем дрейфа электрическое поле в большей части объема детектора находится в диапазоне 0.5 – 2.5 кВ/см, что значительно ниже $\langle E \rangle$.

Вторым анализируемым параметром является постоянная времени захвата носителей на уровни радиационных дефектов τ_{tr}^h . Для детектора, облученного меньшей дозой ее усредненное значение составляет 8.9 нс во всем диапазоне среднего электрического поля (рисунок 5.9б) для детектора, облученного меньшей дозой. Зависимости тока в момент $t = 0$ (I_0^h) и собранного заряда Q_c^h от $\langle E \rangle$ (рисунки 5.9в и 5.9г, соответственно) близки к линейным и допускают линейную экстраполяцию в начало координат. Ток I_0^h возрастает с 9.3 до 13 мкА, при этом Q_c^h показывает увеличение с $2.9 \cdot 10^{-14}$ до $4.5 \cdot 10^{-14}$ Кл, а отношения максимальных значений к минимальным для I_0^h и Q_c^h близки и составляют 1.4 и 1.55, соответственно.

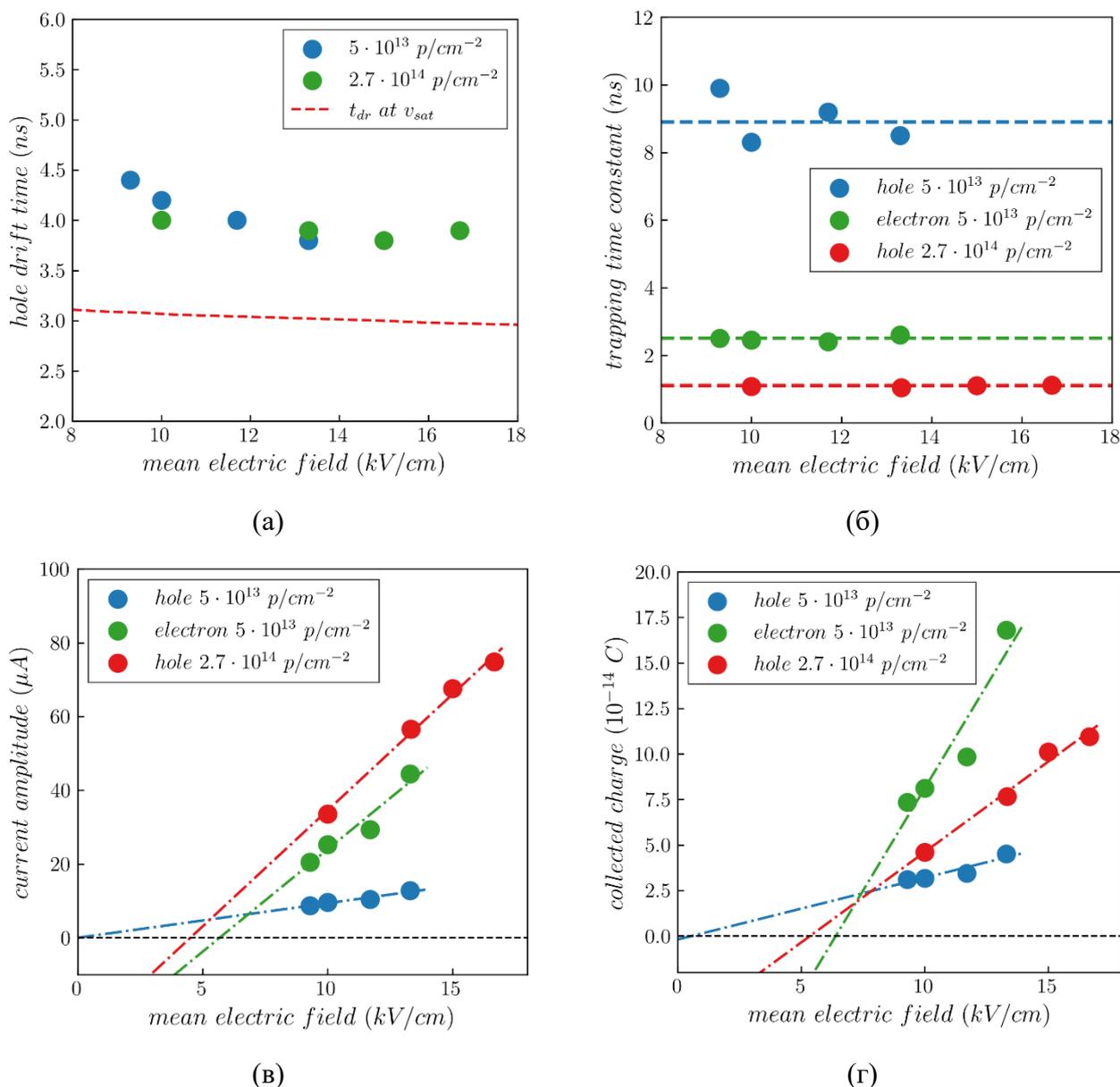


Рисунок 5.9. Зависимости характеристик транспорта носителей заряда от среднего электрического поля для облученных детекторов: (а) время дрейфа, (б) постоянные времени захвата, (в) амплитуды тока, (г) собранный заряд. Штриховые линии в б) — усредненные значения параметров; штрихпунктирные линии в (в) и (г) показывают аппроксимацию данных с использованием линейной функции.

Аналогичные параметры электронов для детектора, облученного дозой $5 \times 10^{13} \text{ p/cm}^2$ также показаны на рисунках 5.9б – 5.9г в сравнении с соответствующими параметрами для дырок. Постоянная времени захвата электронов τ_{tr}^e составляет около 2.5 нс, что существенно меньше τ_{tr}^h . Экстраполированные зависимости I_0^e и Q_c^e от $\langle E \rangle$ в область их малых значений характеризуется порогом при $\langle E \rangle$ около 6.5 кВ/см, тогда как зависимости этих параметров для дырок демонстрируют стандартное поведение с точкой пересечения линейной экстраполяции с осью абсцисс в начале координат. Ниже $\langle E \rangle \approx 6.5 \text{ кВ/см}$ I_0^e и Q_c^e сравнимы

с шумом, и сигналы практически не обнаруживаются. Обнаруженная особенность свидетельствует о том, что при $\langle E \rangle \approx 6.5$ кВ/см инициируется новый механизм – лавинное умножение носителей заряда вблизи p^+ контакта детектора. Таким образом, этот факт является убедительным аргументом в пользу выдвинутой гипотезы о двухстадийном процессе собирания заряда.

Параметры дрейфа дырок в детекторе, облученном до дозы $F = 2.7 \times 10^{14}$ p/см², также показаны на соответствующих рисунках 5.9а – 5.9г. В данном случае τ_{tr}^h составляет около 1.1 нс, что демонстрирует деградацию этого параметра при увеличении дозы облучения (обсуждается ниже). Обе зависимости I_0^h и Q_c^h от $\langle E \rangle$ также характеризуются наличием порогового эффекта при $\langle E \rangle$ около 4.5 – 5 кВ/см, на основании чего можно сделать вывод о инициации лавинного умножения носителей заряда вблизи n^+ контакта в нулевой момент времени. Этот факт подтверждает возможность трехстадийного процесса собирания заряда, требующего проявления ударной ионизации вблизи обоих контактов детектора.

5.7 Анализ экспериментальных результатов

5.7.1 Радиационная деградация детекторов

Зависимость постоянной времени захвата носителей на глубокие уровни от дозы облучения является одной из основных характеристик, которые используются для построения сценария работы детектора в длительных экспериментах. Обычно необходимые данные получают из зависимости собранного заряда от дозы облучения $Q_c(F)$ с помощью ее аппроксимации уравнением Хехта [132,133]. Это уравнение включает член пропорциональный $\exp(-t_{dr}/\tau_{tr})$, в котором время собирания заряда, то есть время дрейфа t_{dr} , определяется из экспериментальных данных. Однако неоднородность электрического поля может привести к увеличению t_{dr} и завышению оценок постоянных времени захвата.

На рисунке 5.10 показана зависимость вероятности захвата дырок $(\tau_{tr}^h)^{-1}$ от эквивалентной дозы облучения нейтронами F_{eq} (в случае облучения протонами с энергией 23 ГэВ $F_{eq} = 0.62F_p$) полученная на основе данных, представленных на рисунке 5.9б. Данная зависимость может быть аппроксимирована в виде

$$(\tau_{tr}^h)^{-1} = \beta_h F_{eq} \quad (5.9)$$

где β_h – коэффициент пропорциональности со значением, полученным из наклона зависимости, 3.65×10^{-15} см²/нс. Для сравнения, при $T = -10^\circ\text{C}$ эта константа составляет всего $7.7 \times$

10^{-16} см²/нс [134]. Таким образом, скорость деградации τ_{tr}^h при 1.9 К в пять раз выше, чем при -10°C .

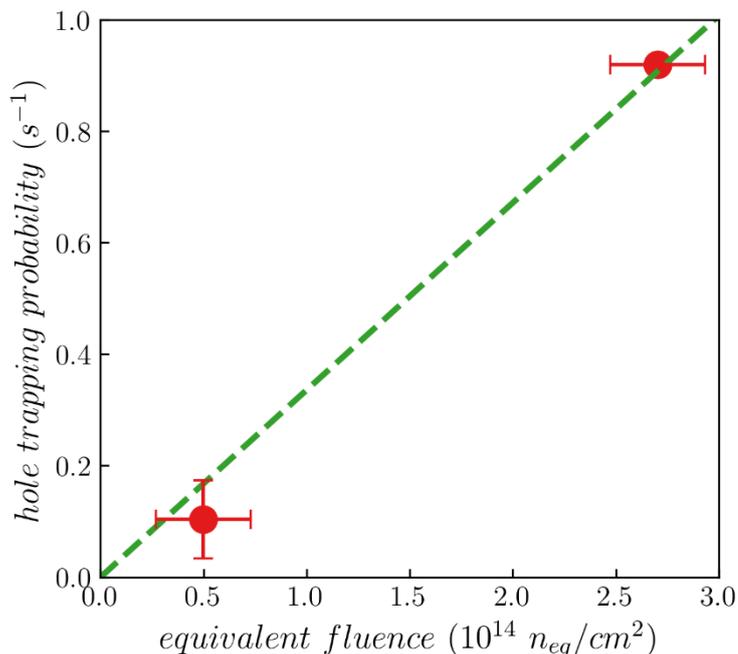


Рисунок 5.10. Зависимость вероятности захвата дырок от эквивалентной дозы облучения детектора.

Применение уравнения Хехта с известным τ_{tr} является стандартным для расчета собранного заряда Q_c в широком диапазоне F и V_b . В данном исследовании эта процедура невозможна из-за многоэтапного формирования сигнала, включающего лавинное умножение электронов и дырок, вклад которых в собранный заряд на последующих стадиях переноса заряда может компенсировать уменьшение τ_{tr}^h с увеличением дозы облучения. Эту особенность иллюстрируют зависимости Q_c от F (рисунок 5.11a), полученные из экспериментов на PS в ЦЕРНе, для кремниевых детекторов толщиной 300 и 100 мкм, облученных *in situ* при $T = 4.2$ К. На рисунке зависимости пересчитаны из экспериментальных данных [135] путем нормализации заряда, собираемого в детекторе под воздействием на него одного сгустка протонов длительностью 400 мс на заряд собранный в детекторе при минимальной дозе облучения 3×10^{13} p/cm^2 . Характерной особенностью является рост заряда при средних значениях дозы облучения в диапазоне $(0.3 - 1) \times 10^{14}$ p/cm^2 , что, согласно результатам исследования токовых откликов детектора в данной работе, связано с лавинным умножением электронов и дырок вблизи контактов сенсоров. Для детектора с меньшей толщиной рост собранного заряда выражен сильнее из-за большего электрического поля при том же напряжении смещения. Процессы лавинного умножения в объеме детектора положительно влияют и на рабочий диапазон доз детектора смещая его границу до $F = 4.5 \times 10^{14}$ p/cm^2 .

Внутренний коэффициент усиления сигнала G_Q зависит от напряжения и при регистрации протонов высоких энергий длина пробега которых в кремнии во много раз превосходит толщину детектора включает вклад как электронов, так и дырок:

$$G_Q = \frac{Q_c^e + Q_c^h}{Q_0}. \quad (5.10)$$

Зависимость $G_Q(V_{bi})$ показана на рисунке 5.11б для $F = 5 \times 10^{13} \text{ p/cm}^2$ близка к линейной.

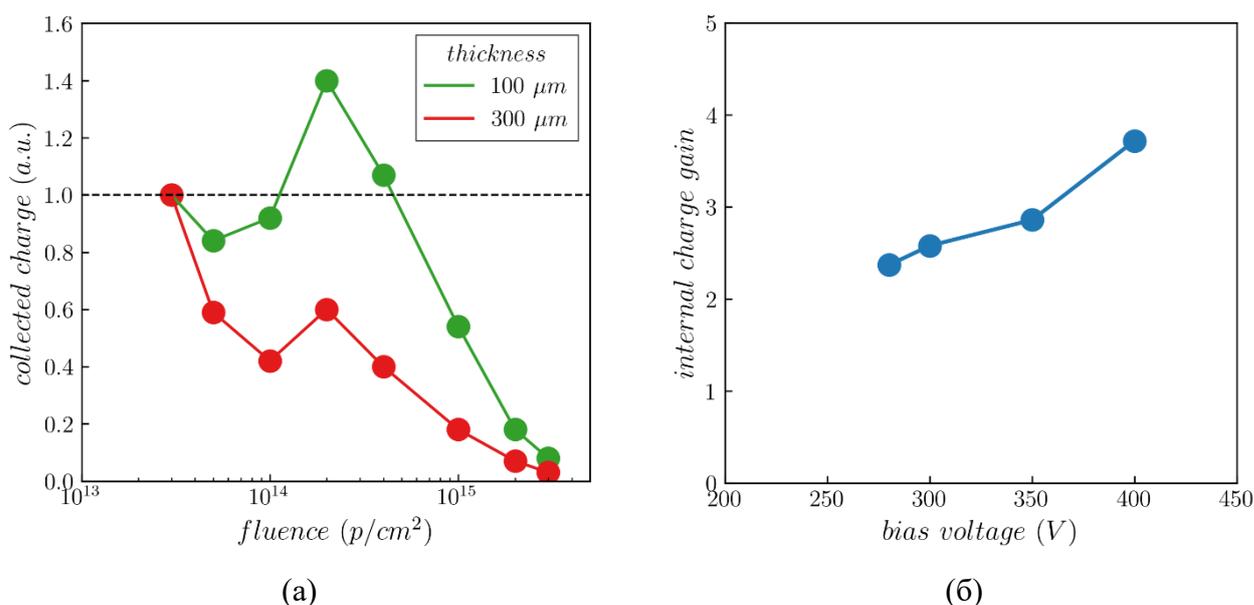


Рисунок 5.11. (а) – зависимость собранного заряда от дозы облучения, (б) – внутренний коэффициент усиления сигнала при различных напряжениях для детектора при дозе облучения $5 \times 10^{13} \text{ p/cm}^2$.

Построение общей зависимости Q_c от F в широком диапазоне доз облучения требует знания коэффициента усиления при различных F и V_b . Однако эти зависимости не могут быть получены из имеющихся экспериментальных данных. В частности, при более высокой дозе облучения G_Q не может быть корректно определен, так как Q_0 изменяется с ростом напряжения смещения из-за умножения носителей в нулевой момент времени.

5.7.2 Распределение электрического поля в объеме облучаемого детектора

Основываясь на полученных количественных результатах, характеризующих работу кремниевых детекторов в *in situ* экспериментах, позволяют восстановить распределение электрического поля в объеме исследованных детекторов в момент воздействия на них пучка протонов. Исходя их логических соображений, это может быть сделано по следующей схеме.

- Из экспериментально обнаруженного эффекта лавинного умножения вблизи p^+ контакта следует, что электрическое поле в этой области превышает порог начала ударной ионизации для дырок. Для дозы облучения $F = 5 \times 10^{13} \text{ p/cm}^2$ электрическое поле вблизи n^+ контакта недостаточно для того, чтобы электроны инициировали ударную ионизацию, в то время как для дозы $F = 2.7 \times 10^{14} \text{ p/cm}^2$ ударная ионизация происходит. При этом коэффициент умножения лежит в диапазоне нескольких единиц, и зависит от приложенного к детектору напряжения смещения.
- Поскольку к детектору прикладывается напряжение порядка нескольких сотен вольт, то среднее электрическое поле в чувствительном объеме $\sim 10^4 \text{ В/см}$, что недостаточно для лавинного умножения во всем чувствительном объеме. Следовательно, должны существовать локальные области с напряженностью поля превосходящей $\sim 10^5 \text{ В/см}$.
- Время собирания ННЗ превосходит его минимально возможную величину, что указывает на существование протяженной области низкого электрического поля в детекторе, благодаря чему происходит увеличение падения напряжения в областях вблизи контактов сенсора.
- Поскольку ударная ионизация эффективнее инициируется дырками вблизи p^+ контакта, то напряженность электрического поля максимальна именно в этой области. При этом факт многостадийного процесса переноса заряда указывает на то, что вблизи n^+ контакта также существует высокое электрическое поле, приводящее к ударной ионизации, инициируемой электронами.

На основании этих результатов и используя предположение, что концентрация заряженных примесей вблизи контактов постоянна, а следовательно, электрическое поле изменяется линейно в областях умножения носителей заряда, профиль поля будет иметь вид, показанный на рисунке 5.12.

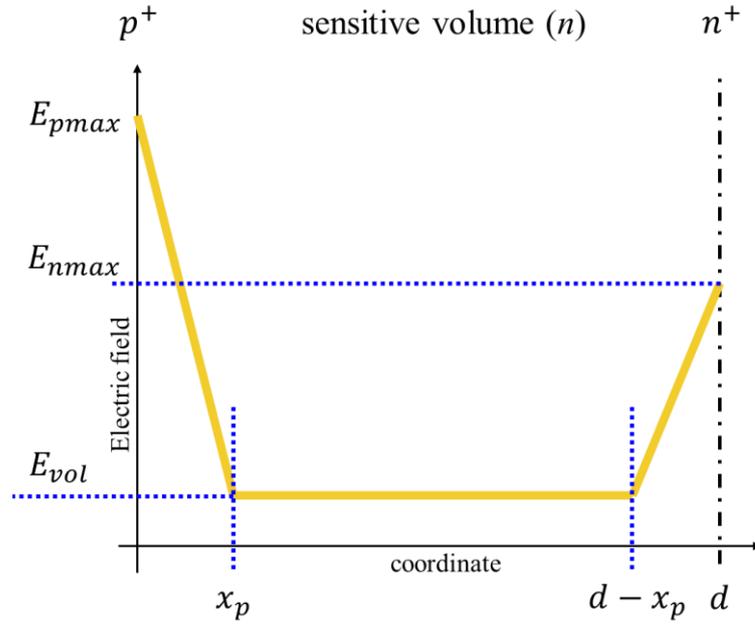


Рисунок 5.12. Модель распределения электрического поля в облучаемом детекторе

Коэффициент умножения носителей заряда M [136,137] в зависимости от электрического поля и температуры определяется как

$$M = \left(1 - \int_0^{x_0} \alpha(T, E) dx \right)^{-1}, \quad (5.11)$$

где коэффициент

$$\alpha(T, E) = A \exp\left(\frac{-B}{E}\right) \quad (5.12)$$

описывает вероятность ионизации атомов кремния в электрическом поле, в котором A и $B = C + D \times T$ – эмпирические коэффициенты [138,139]:

Их значения для дырок:

$$A_p = 1.13 \times 10^6 \text{ см}^{-1}, C_p = 1.71 \times 10^6 \text{ В} \times \text{см}^{-1}, D_p = 1.09 \times 10^3 \text{ В} \times \text{см}^{-1} \text{ К}^{-1}$$

и для электронов:

$$A_n = 4.43 \times 10^5 \text{ см}^{-1}, C_n = 9.66 \times 10^5 \text{ В} \times \text{см}^{-1}, D_n = 4.99 \times 10^2 \text{ В} \times \text{см}^{-1} \text{ К}^{-1}.$$

Следует отметить, что указанные эмпирические закономерности справедливы для температурного диапазона $T > 15$ К, однако, учитывая линейность температурной зависимости эмпирических коэффициентов, воспользуемся ими и при температуре 1.9 К. Также для упрощения вычислений используем предположение, что толщины областей высокого электрического поля вблизи обоих контактов детектора имеют равную толщину. В

действительности, это, скорее всего, не так. Более того, исходя из экспериментальных результатов, вблизи n^+ контакта при дозе облучения детектора $F = 5 \times 10^{13} \text{ p/cm}^2$ ударная ионизация не происходит, следовательно, электрическое поле в этой области не может быть определено с помощью уравнения (5.11) и (5.12). Будем исходить из предположения, что электрическое поле в ней имеет максимальную допустимую величину, при которой коэффициент умножения электронов не более $M = 1 \pm 0.01$.

Электрическое поле в объеме детектора может быть задано в кусочно-непрерывно в виде:

$$E(x) = \begin{cases} \frac{E_{vol} - E_{pmax}}{x_p} x + E_{pmax}, & 0 \leq x \leq x_p \\ E_{vol}, & x_p \leq x \leq d - x_p \\ \frac{E_{nmax} - E_{vol}}{x_p} (x - d) + E_{nmax}, & d - x_p \leq x \leq d \end{cases} \quad (5.13)$$

Электрическое поле в большей части объема детектора E_{vol} может быть найдено из времени дрейфа дырок (рисунок 5.9а) в предположении, что оно не имеет координатной зависимости. Результаты вычислений E_{vol} при различных напряжениях показаны на рисунке 5.13.

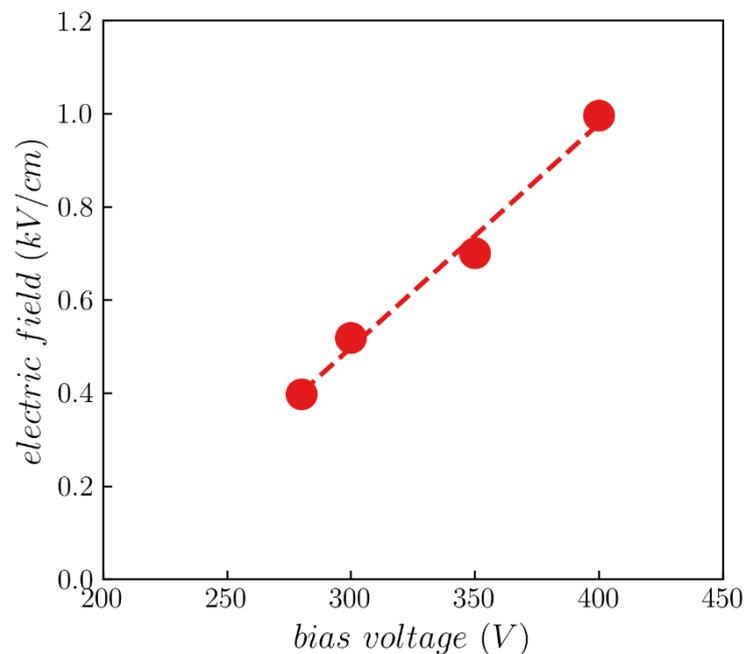


Рисунок 5.13. Электрическое поле в большей части объема детектора.

На основании результатов, представленных на рисунке 5.11б, для каждого напряжения смещения справедливы два нелинейных уравнения

$$\left(1 - A_p \int_0^{x_p} \exp\left(-\frac{B_p}{\frac{E_{vol} - E_{pmax}}{x_p} x + E_{pmax}}\right) dx\right)^{-1} = M_{exp}, \quad (5.14)$$

$$\left(1 - A_n \int_{d-x_p}^d \exp\left(-\frac{B_n}{\frac{E_{nmax} - E_{vol}}{x_p} (x - d) + E_{nmax}}\right) dx\right)^{-1} = 1,$$

где M_{exp} найденный экспериментально (рисунок 5.11б) коэффициент умножения.

Дополняет систему уравнений (5.14) условие сохранения потенциала:

$$V_b = \int_0^d E(x) dx \quad (5.15)$$

Уравнения (5.14) и (5.15) образуют систему из трех уравнения с тремя неизвестными x_p , E_{pmax} и E_{nmax} . Численное решение такой системы уравнений методом Нелдера-Мида [140] показано на рисунке 5.14. Важным условием при решении задачи является требование сохранения наклона линейной функции, описывающей электрическое поле вблизи контакта детектора при изменении напряжения смещения. Это условие должно выполняться, поскольку в случае линейного распределения электрического поля, наклон пропорционален концентрации N_{eff} , которая в данной модели принимается независимой от приложенного напряжения. На рисунке показана область детектора, представляющая наибольший интерес, поскольку именно процесс ударной ионизации, инициированный дырками близи p^+ контакта, определяет кинетику двухстадийного процесса транспорта носителей заряда.

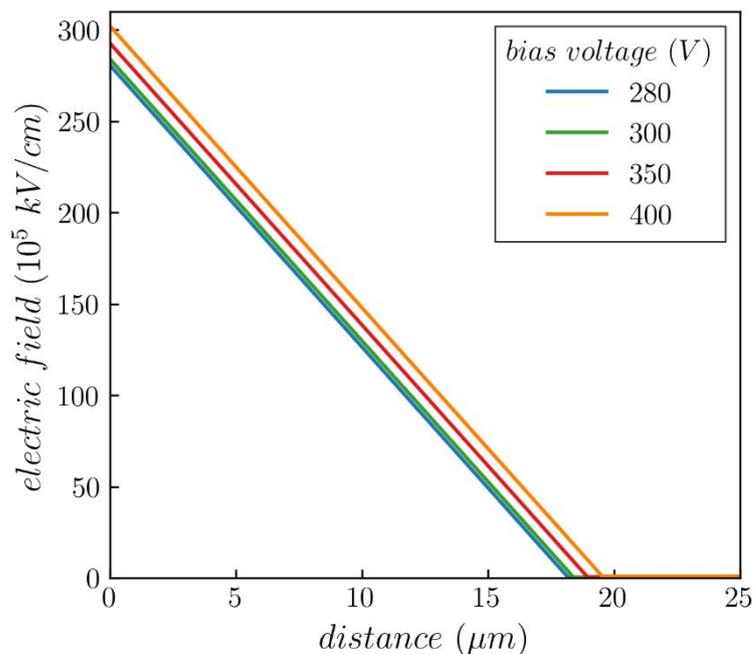


Рисунок 5.14. Распределение электрического поля вблизи p^+ контакта детектора, облученного дозой $5 \times 10^{13} \text{ p/cm}^2$.

Рассчитанное распределение электрического поля показывает существенную неоднородность в объеме детектора. В тонкой области вблизи p^+ контакта, электрическое поле может достигать величины близкой к 300 кВ/см, в то время как в большей части объема его величина не превышает 1 кВ/см. Электрическое поле вблизи n^+ контакта при меньшей дозе облучения детектора принципиально не может быть найдено численно, так как в этом случае в этой области отсутствует умножение носителей заряда, инициируемое электронами, и система уравнений (5.14) позволяет сделать вывод о том, что напряженность электрического поля вблизи n^+ контакта не может превышать 100 кВ/см в предположении, что толщина области высокого электрического поля такая же, как вблизи p^+ контакта. Тем не менее, электрическое поле вблизи n^+ контакта также существенно выше, чем в большей части объема детектора. Таким образом, полученное распределение электрического поля представляется в виде распределения с двумя максимумами у контактов и минимумом посередине. Такое распределение характерно для облученных детекторов [31,63,65], как это было рассмотрено в п.1.3.3. Главным условием проявления распределения электрического поля с двумя максимумами является стационарность и однородность генерации свободных носителей заряда в объеме детектора. В данном случае источником такой генерации являются протоны, воздействующие на материал и ионизирующие атомы кремния. При этом, рассмотрение стационарной генерации ННЗ позволяет получить распределения свободных электронов и дырок, которые под действием электрического поля преобладают вблизи n^+ и p^+ контактов детектора, соответственно. Преобладающие вблизи p^+ контакта дырки захватываются на глубокие энергетические уровни, вводимые протонами, что

приводит к доминированию положительного заряда в этой области, что и создает условия для возникновения высокой напряженности электрического поля и его распределению, рассмотренному в данном параграфе. Стоит отметить, что в действительности концентрации стационарно генерируемых свободных носителей заряда не распределены линейно в объеме детектора, как и электрическое поле вблизи контактов, однако аналитические вычисления, позволяющие дать качественное описание и некоторые количественные оценки для экспериментальных результатов возможны лишь с использованием этих предположений.

Обычно для температур больших $T > 100$ К наблюдается такое распределение электрического поля, при котором его абсолютный максимум находится вблизи n^+ контакта. Более того, величина электрического поля в 300 кВ/см обычно достигается при существенно больших дозах, чем 5×10^{13} $p/\text{см}^2$. Для объяснения специфики распределения $E(x)$ был проведен анализ особенностей дефектообразования при температуре 1.9 К.

5.7.3 Особенности дефектообразования при $T = 1.9$ К

Величина оцененного градиента электрического поля вблизи p^+ контакта (рисунок 5.14), который является максимальным в облучаемом детекторе $dE/dx = -1.5 \times 10^8$ В/см². Тогда, из уравнения Пуассона, может быть найдена эффективная концентрация объемного заряда в этой области детектора

$$N_{eff} = -\frac{dE}{dx} \frac{\epsilon \epsilon_0}{e} \approx \frac{1.5 \times 10^8 \text{ В/см}^2 \times 11.7 \times 8.85 \times 10^{-14} \text{ Кл} \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}}{1.6 \times 10^{-19} \text{ Кл}} \sim 10^{15} \text{ см}^{-3} \quad (5.16)$$

N_{eff} складывается из концентрации заряженных мелкой (легирующей) примеси и концентрации заряженных радиационных дефектов (1.27). Концентрация легирующей примеси в исследуемых детекторах не превышает 10^{12} см^{-3} и поэтому ей можно пренебречь. Из приведенного материала в Главе 1 следует, что вблизи p^+ контакта детектора объемный заряд положителен, поскольку в этой области концентрация свободных дырок существенно превышает концентрацию свободных электронов, генерированных пучком протонов. И именно их захват на радиационные дефекты создает пик напряженности электрического поля. В таком случае очевидно, что концентрация заряженных примесей не может быть меньше суммарной концентрации дефектов, образованных в детекторе пучком протонов. Из чего следует, что суммарная концентрация электрически активных дефектов должна составлять не менее $N_{eff} \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$. С другой стороны, концентрация электрически активных дефектов пропорциональна дозе облучения, а значит может быть дана оценка её минимальной величины:

$$N_{eff} \leq gF_{eq} = 0.62gF_p, \quad (5.17)$$

где g так называемый коэффициент введения электрически активных дефектов (*introduction rate*) [141,142], который показывает, какое количество дефектов образует один протон на длине в 1 см его пробега в данном материале. В кремнии для дозы облучения детектора $5 \times 10^{13} \text{ p/cm}^2$ при $T = 1.9 \text{ K}$ этот коэффициент составляет

$$g \geq \frac{10^{15} \text{ см}^{-3}}{0.62 \times 5 \times 10^{13} \text{ p/cm}^2} \approx 30 \text{ см}^{-1}. \quad (5.18)$$

Такая величина g соответствует случаю, формирования протонами в материале только центров захвата дырок, полностью заряженных вблизи p^+ контакта. Для сравнения при комнатной температуре эта величина лежит в пределах $g \sim 0.02 - 0.04 \text{ см}^{-1}$ [51].

Такое существенное отличие может быть объяснено особенностью дефектообразования при температуре 1.9 К. В работе [52] показано, что количество смещенных атомов (то есть пар Френкеля) в кристаллической решетке кремния одним первично выбитым атомом с энергией 50 кэВ может достигать тысяч. При этом в условиях столь низкой температуры их температурный отжиг может отсутствовать что и объясняет столь высокое значение коэффициента ввода дефектов. В то же время при комнатной температуре происходит аннигиляция значительной части (до 98%) первичных дефектов и отжиг нестабильных комплексов дефектов с участием вакансий и междоузлий, что приводит к малому значению g , в следствие чего образование вторичных дефектов с участием вакансий и междоузлий происходит существенно быстро. Следует отметить и то, что в работе [143] показано, что при температурах ниже 4.2 К преимущественно образуются дефекты, являющиеся центрами захвата дырок, в то время как при больших температурах образуются ловушки электронов. Это объясняет с результаты представленных исследований, согласно которым максимальное электрическое поле при $T = 1.9 \text{ K}$ находится вблизи p^+ контакта детектора, то есть в области с положительным пространственным зарядом.

Приведенный анализ дает основания заключить, что *in situ* радиационные тесты детекторов позволили наблюдать принципиально нестационарную картину формирования первичных дефектов и их влияние на кинетику собирания заряда в сенсорах.

5.8 Выводы

В пятой главе диссертации рассмотрены экспериментальные результаты *in situ* радиационных тестов кремниевых детекторов, проведенных при температуре 1.9 К при облучении интенсивным пучком протонов с энергией 23 ГэВ. Анализ токовых откликов

детекторов позволил построить модель, описывающую многостадийный процесс переноса заряда с лавинным умножением носителей заряда вблизи контактов детектора. Были получены следующие результаты:

- На основании экспериментальных токовых откликов детектора, облученного дозой $5 \times 10^{13} \text{ p/см}^2$, построена и аргументирована феноменологическая модель формирования сигнала детектором, учитывающая различные механизмы, влияющие на форму импульсов, такие как захват носителей заряда на глубокие центры, диффузия и влияние регистрирующей электроники;
- На основании построенной модели, предложены два варианта обработки экспериментальных результатов, позволившие получить зависимости транспортных характеристик дырок и электронов от величины среднего электрического поля в детекторе. Зависимости для электронов показали наличие порогового эффекта, связанного с лавинным умножением носителей заряда в объеме детектора.
- Для дозы облучения детектора $2.7 \times 10^{14} \text{ p/см}^2$ обработка экспериментальных результатов позволила наблюдать трехстадийный процесс переноса заряда с лавинным умножением носителей заряда вблизи обоих контактов детектора.
- На основании полученных зависимостей для транспортных характеристик носителей заряда, получены характеристики детектора, определяющие его радиационную стойкость.
- На основании полученных экспериментальных результатов, предложена модель распределения электрического поля в объеме детектора, качественно объясняющая наблюдаемые закономерности. Показано, что электрическое поле имеет два максимума у контактов. При этом области высокого электрического поля вблизи контактов детектора тонкие, в то время как в большей части объема детектора величина электрического поля мала. Абсолютный максимум электрического поля находится вблизи p^+ контакта.
- На основании полученного распределения электрического поля вычислены минимально возможная концентрация дефектов и коэффициент ввода электрически активных дефектов.

Ударная ионизация, инициируемая дрейфующими ННЗ, компенсирует деградацию постоянной времени захвата с увеличением дозы облучения, что приводит к усилению сигнала и повышению радиационной стойкости детекторов, благодаря чему дозовый диапазон эффективного функционирования сенсоров расширяется. Эффект компенсации деградации времени жизни ННЗ за счет лавинного умножения является значимым и должен учитываться при разработке кремниевых детекторов, работающих при температурах сверхтекучего гелия.

Обнаруженная аномально высокая скорость введения электрически активных дефектов в кремний при температурах сверхтекучего гелия реализуется благодаря отсутствию

температурной перестройки первичных дефектов. Это приводит к существенной неоднородности распределения электрического поля, что формирует условия для возникновения процессов лавинного умножения ННЗ, определяющих кинетику собирания заряда детектором. Таким образом, высокая скорость введения дефектов протонами в кремний при температуре сверхтекучего гелия должна учитываться при планировании длительных экспериментов в условиях интенсивных радиационных полей.

Проведенные уникальные *in situ* радиационные тесты кремниевых детекторов позволили построить физическую модель, описывающую транспорт ННЗ в облученных кремниевых детекторах при температурах сверхтекучего гелия. В модель входят: многостадийный процесс переноса заряда в детекторе, определяемый лавинным умножением ННЗ вблизи контактов детектора, количественные оценки транспортных параметров электронов и дырок, распределение электрического поля, концентрация электрически активных дефектов и скорость их введения.

Полученные в данной Главе результаты представлены в работах [А4–А8]

Заключение

В диссертации исследован транспорт неравновесных носителей заряда в кремниевых детекторах излучений, функционирующих под воздействием облучения релятивистскими протонами при температуре сверхтекучего гелия. Основные результаты работы состоят в следующем.

- Разработан и проведен эксперимент по исследованию влияния температуры на форму токовых откликов кремниевых детекторов, позволивший исследовать зарядовое состояние мелкой примеси фосфора в необлученных детекторах.
- Разработана процедура восстановления физической формы токовых откликов детектора, связанной исключительно с кинетикой дрейфа носителей заряда в объеме детектора. Построен алгоритм восстановления распределения электрического поля в объеме детектора из физической формы импульса тока.
- Проведены исследования токовых откликов детекторов в режиме полного обеднения, которые позволили восстановить распределения электрического поля в объеме сенсоров в температурном диапазоне 6 – 300 К. Показано, что в указанном температурном диапазоне все атомы фосфора ионизированы. Проведены измерения токовых откликов детекторов в режиме неполного обеднения, и показано отличие в температурной зависимости заполнения атомов фосфора электронами в ОПЗ и электронейтральной области.
- Выполнены расчеты вероятности ионизации атомов фосфора в кремнии, которые показали принципиальную возможность эмиссии электронов при температурах ниже 10 К за счет эффекта Пула-Френкеля и сопутствующего процесса туннелирования электронов с участием фононов. Экстраполяция результатов расчетов в область более низких температур показала возможность ионизации атомов фосфора в объеме кремния в электрическом поле величиной более 10 кВ/см и при температуре 1.9 К.
- Проведена обработка экспериментальных результатов *in situ* радиационных тестов кремниевых детекторов, проведенных при температуре 1.9 К при облучении интенсивным пучком протонов с энергией 23 ГэВ. Построена и аргументирована феноменологическая модель формирования токового отклика детектора, учитывающая различные механизмы, влияющие на форму импульсов – захват носителей заряда на глубокие энергетические уровни и их диффузия при дрейфе, а также влияние цепи считывающей электроники. На основании построенной модели предложены алгоритмы обработки экспериментальных результатов, позволившие получить зависимости транспортных характеристик дырок и электронов от напряженности электрического поля в детекторе.

- На основе анализа токовых откликов детекторов установлена многостадийность процесса переноса заряда, включающего, наряду с дрейфом, лавинное умножение носителей заряда в областях с высокой напряженностью электрического поля вблизи контактов детектора.
- На основании полученных экспериментальных результатов предложена модель распределения электрического поля в объеме детектора, качественно объясняющая наблюдаемые закономерности, и вычислены минимально возможная концентрация дефектов и эффективность их введения. Обнаружена аномально высокая скорость введения электрически активных дефектов при температурах сверхтекучего гелия, которая реализуется благодаря отсутствию температурной перестройки первичных дефектов.
- Исходя из полученных транспортных параметров носителей заряда, рассчитаны характеристики детектора, определяющие его радиационную стойкость. Показано, что ударная ионизация, инициируемая дрейфующими ННЗ, компенсирует деградацию постоянной времени захвата с увеличением дозы облучения, что приводит к усилению сигнала, благодаря чему расширяется дозовый диапазон эффективного функционирования детектора.
- Построена физическая модель, описывающая транспорт ННЗ в облученных кремниевых детекторах при температурах сверхтекучего гелия. В модели описаны: многостадийный процесс переноса заряда в детекторе, определяемый лавинным умножением ННЗ вблизи контактов детектора, количественные оценки транспортных параметров электронов и дырок, распределение электрического поля, концентрация электрически активных дефектов и скорость их введения.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что функционирование кремниевых детекторов, облучаемых при температуре сверхтекучего гелия, не может быть предсказано с помощью экстраполяции зависимостей, полученных при более высоких температурах. Анализ экспериментальных результатов позволил обнаружить эффекты, проявляющиеся исключительно при низких температурах, которые важны с практической точки зрения и должны учитываться при проектировании систем, в которых кремниевые детекторы используются при температурах сверхтекучего гелия. Исследования детекторов, облучаемых при температуре 1.9 К, показали необходимость дальнейших исследований, направленных на изучение деталей дефектообразования в кремнии и приборах на его основе.

Список публикаций автора по теме диссертации

- A1. Eremin V. et al. A comparative study of silicon detector degradation under irradiation by heavy ions and relativistic protons // *J. Inst.* — 2018. — Т. 13. — № 01. — С. P01019.
- A2. Eremin V. et al. The paradox of characteristics of silicon detectors operated at temperature close to liquid helium // *J. Appl. Phys.* — 2018. — Т. 123. — № 20. — С. 204501.
- A3. Verbitskaya E., Eremin V., Shepelev A. Electric field distribution in Si detectors irradiated with ^{40}Ar ions: experimental study and simulation // *J. Inst.* — 2020. — Т. 15. — № 02. — С. P02017.
- A4. Shepelev A., Eremin V., Verbitskaya E. Anomalously low ionization energy of phosphorus atoms in the electric field of silicon p-n junctions in the temperature range 10-20 K // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2020. — Т. 1697. — № 1. — С. 012067.
- A5. Verbitskaya E. et al. Development of silicon detectors for Beam Loss Monitoring at HL-LHC // *J. Inst.* — 2017. — Т. 12. — № 03. — С. C03036.
- A6. Shepelev A., Eremin V., Verbitskaya E. Observation of internal multiplication of nonequilibrium charge in irradiated silicon detectors at a temperature of 1.9K // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2019. — Т. 1400. — № 4. — С. 044015.
- A7. Shepelev A.S., Eremin V.K., Verbitskaya E.M. Parameterization of charge transport process with avalanche multiplication in irradiated Si p-i-n structures at $T = 1.9\text{ K}$ // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2021. — Т. 2103. — № 1. — С. 012063.
- A8. Eremin V., Shepelev A., Verbitskaya E. Signal amplification in multistage charge collection process in Si detectors in situ irradiated at superfluid helium temperature // *J. Inst.* — 2022. — Т. 17. — № 11. — С. P11037.

Благодарности

Выражаю сердечную благодарность своему научному руководителю Еремину Владимиру Константиновичу за привитие любви к экспериментальной физике и развитие внимания к деталям происходящих в природе процессов, за прекрасное и чуткое руководство, постановку исследовательских задач и помощь в понимании экспериментальных результатов.

Благодарю коллег по ФТИ им. Иоффе за ценные уроки и знания, полученные в ходе обсуждений работ и экспериментальных результатов. Благодарю Вербицкую Елену Михайловну за помощь в анализе и интерпретации данных и при написании статей. Благодарю Власенко Леонида Сергеевича за консультации по вопросам дефектообразования в кремнии.

Благодарю преподавательский состав СПбПУ Петра Великого и СПБАУ им. Ж.И. Алферова за высокое качество обучения, следствием которого стали полученные знания, во многом определившие направления исследований и интерпретацию результатов.

Благодарю свою семью за помощь и поддержку в преодолении всех трудностей, связанных с обучением и профессиональным становлением. Благодарю жену Аню за теплоту, понимание, поддержку и любовь.

Список сокращений и условных обозначений

БАК	Большой Адронный Коллайдер
ЦЕРН	CERN – фр. <i>Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire</i> (Европейский совет по ядерным исследованиям)
BLM	англ. <i>Beam Loss Monitors</i> (мониторы потерь пучка)
HL-LHC	англ. <i>High-Luminosity Large Hadron Collider</i> (большой адронный коллайдер высокой светимости)
PS	англ. <i>Proton Synchrotron</i> (протонный синхротрон)
ННЗ	Неравновесные Носители Заряда
РАТ	англ. <i>Phonon Assisted Tunneling</i> (туннелирование с участием фононов)
ОПЗ	Область Пространственного Заряда
НПО	Напряжение Полного Обеднения
ВАХ	Вольтамперная Характеристика
ПВА	Первично Выбитый Атом
NIEL	англ. <i>Non-Ionizing Energy Losses</i> (неионизационные потери энергии)
ГУ	Глубокий Уровень
ФВЭ	Физика Высоких Энергий
VTS	англ. <i>Voltage Termination Structure</i> (система стабилизации напряжения на периферии детектора)
LGAD	англ. <i>Low-Gain Avalanche Detector</i> (детектор с малым коэффициентом умножения)
ТСТ	англ. <i>Transient Current Technique</i> (метод переходного тока)

Список литературы

1. Dehning B. Beam Loss Monitors at LHC // CERN Yellow Reports. CERN, Geneva, 2016. P. 303.
2. Kastriotou M. et al. BLM Crosstalk Studies on the CLIC Two-Beam Module // Proceedings of the 4th International Beam Instrumentation Conference. JACoW, Geneva, Switzerland, 2016. Vol. IBIC2015. P. 4.
3. Dehning B. Overview of LHC Beam Loss Measurements. San Sebastian, Spain, 2011.
4. Apollinari G. et al. High-Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC) Preliminary Design Report. CERN, 2015.
5. Bartosik M. Characterisation of SI Detectors for the Use at 2 K. Shanghai, China, 2013.
6. Kurfuerst C. Operation of Silicon, Diamond and liquid Helium Detectors in the range of Room Temperature to 1.9 K and after an Irradiation Dose of several Mega Gray. Oxford, UK, 2013.
7. Kurfürst C. et al. In situ radiation test of silicon and diamond detectors operating in superfluid helium and developed for beam loss monitoring // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2015. Vol. 782. P. 149–158.
8. Verbitskaya E. et al. Charge collection in Si detectors irradiated in situ at superfluid helium temperature // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2015. Vol. 796. P. 118–125.
9. Lutz G. Semiconductor Radiation Detectors. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2007.
10. Akimov Yu.K. Silicon radiation detectors (Review) // Instrum Exp Tech. 2007. Vol. 50, № 1. P. 1–28.
11. Sze S.M., Ng K.K., Li Y. Physics of semiconductor devices. Fourth edition. Hoboken, NJ, USA: Wiley, 2021. 1 p.
12. Li Z. et al. Direct observation and measurements of neutron-induced deep levels responsible for Neff changes in high-resistivity silicon detectors using TCT // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 1997. Vol. 388, № 3. P. 297–307.

13. Chang Y.F. The capacitance of p-n junctions // *Solid-State Electronics*. 1967. Vol. 10, № 4. P. 281–287.
14. Lucia M.L. et al. Capacitance measurements of p-n junctions: depletion layer and diffusion capacitance contributions // *Eur. J. Phys.* 1993. Vol. 14, № 2. P. 86–89.
15. Ku H.Y., Ullman F.G. Capacitance of Thin Dielectric Structures // *Journal of Applied Physics*. 1964. Vol. 35, № 2. P. 265–267.
16. Peiner E., Schlachetzki A., Krüger D. Doping Profile Analysis in Si by Electrochemical Capacitance-Voltage Measurements // *J. Electrochem. Soc.* 1995. Vol. 142, № 2. P. 576–580.
17. Sah C., Noyce R., Shockley W. Carrier Generation and Recombination in P-N Junctions and P-N Junction Characteristics // *Proc. IRE*. 1957. Vol. 45, № 9. P. 1228–1243.
18. Bosetti M. et al. Study of current-voltage characteristics of irradiated silicon detectors // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. 1995. Vol. 95, № 2. P. 219–224.
19. Liu M. et al. Radiation Hardness Property of Ultra-Fast 3D-Trench Electrode Silicon Detector on N-Type Substrate // *Micromachines*. 2021. Vol. 12, № 11. P. 1400.
20. Canali C. et al. Electron drift velocity in silicon // *Phys. Rev. B*. 1975. Vol. 12, № 6. P. 2265–2284.
21. Jacoboni C. et al. Electron drift velocity and diffusivity in germanium // *Phys. Rev. B*. 1981. Vol. 24, № 2. P. 1014–1026.
22. Ottaviani G. et al. Hole drift velocity in silicon // *Phys. Rev. B*. 1975. Vol. 12, № 8. P. 3318–3329.
23. Reggiani L. et al. Hole-drift velocity in natural diamond // *Phys. Rev. B*. 1981. Vol. 23, № 6. P. 3050–3057.
24. Kwyro Lee et al. Physical understanding of low-field carrier mobility in silicon MOSFET inversion layer // *IEEE Trans. Electron Devices*. 1991. Vol. 38, № 8. P. 1905–1912.
25. Poli S., Pala M.G. Channel-Length Dependence of Low-Field Mobility in Silicon-Nanowire FETs // *IEEE Electron Device Lett.* 2009. Vol. 30, № 11. P. 1212–1214.
26. Conwell E. Lattice mobility of hot carriers // *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. 1959. Vol. 8. P. 234–239.

27. Ryder E.J. Mobility of Holes and Electrons in High Electric Fields // *Phys. Rev.* 1953. Vol. 90, № 5. P. 766–769.
28. Bardeen J., Shockley W. Deformation Potentials and Mobilities in Non-Polar Crystals // *Phys. Rev.* 1950. Vol. 80, № 1. P. 72–80.
29. Conwell E., Weisskopf V.F. Theory of Impurity Scattering in Semiconductors // *Phys. Rev.* 1950. Vol. 77, № 3. P. 388–390.
30. Ludwig G.W., Watters R.L. Drift and Conductivity Mobility in Silicon // *Phys. Rev.* 1956. Vol. 101, № 6. P. 1699–1701.
31. Eremin V. et al. Double peak electric field distortion in heavily irradiated silicon strip detectors // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* 2004. Vol. 535, № 3. P. 622–631.
32. Ramo S. Currents Induced by Electron Motion // *Proc. IRE.* 1939. Vol. 27, № 9. P. 584–585.
33. Donolato C. An alternative proof of the generalized reciprocity theorem for charge collection // *Journal of Applied Physics.* 1989. Vol. 66, № 9. P. 4524–4525.
34. Kramberger G. et al. Modeling of electric field in silicon micro-strip detectors irradiated with neutrons and pions // *J. Inst.* 2014. Vol. 9, № 10. P. P10016–P10016.
35. Cartiglia N. et al. Design optimization of ultra-fast silicon detectors // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* 2015. Vol. 796. P. 141–148.
36. McCluskey M.D., Janotti A. Defects in Semiconductors // *Journal of Applied Physics.* 2020. Vol. 127, № 19. P. 190401.
37. Hu S.M. Defects in silicon substrates // *Journal of Vacuum Science and Technology.* 1977. Vol. 14, № 1. P. 17–31.
38. Sah C.T., Wang C.T. Experiments on the origin of process-induced recombination centers in silicon // *Journal of Applied Physics.* 1975. Vol. 46, № 4. P. 1767–1776.
39. Rabier J., Pizzagalli L., Demenet J.L. Chapter 93 Dislocations in Silicon at High Stress // *Dislocations in Solids.* Elsevier, 2010. Vol. 16. P. 47–108.
40. Vavilov V.S., Ukhin N.A. Radiation Effects in Semiconductors and Semiconductor Devices. Boston, MA: Springer US, 1995.

41. Tahini H.A. et al. Vacancies and defect levels in III–V semiconductors // *Journal of Applied Physics*. 2013. Vol. 114, № 6. P. 063517.
42. Baraff G.A., Schlüter M. Migration of interstitials in silicon // *Phys. Rev. B*. 1984. Vol. 30, № 6. P. 3460–3469.
43. Beck M.J., Tsetseris L., Pantelides S.T. Stability and Dynamics of Frenkel Pairs in Si // *Phys. Rev. Lett.* 2007. Vol. 99, № 21. P. 215503.
44. *Defects and Impurities in Silicon Materials: An Introduction to Atomic-Level Silicon Engineering* / ed. Yoshida Y., Langouche G. Tokyo: Springer Japan, 2015. Vol. 916.
45. Watkins G.D. Intrinsic defects in silicon // *Materials Science in Semiconductor Processing*. 2000. Vol. 3, № 4. P. 227–235.
46. Pintilie I. et al. Radiation-induced point- and cluster-related defects with strong impact on damage properties of silicon detectors // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2009. Vol. 611, № 1. P. 52–68.
47. Saito H., Hirata M. Nature of Radiation Defects in Silicon Single Crystals // *Jpn. J. Appl. Phys.* 1963. Vol. 2, № 11. P. 678.
48. Ziock H.J. et al. Temperature dependence of radiation damage and its annealing in silicon detectors // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 1993. Vol. 40, № 4. P. 344–348.
49. Jiang M. et al. A Theoretical Simulation of the Radiation Responses of Si, Ge, and Si/Ge Superlattice to Low-Energy Irradiation // *Nanoscale Res Lett.* 2018. Vol. 13, № 1. P. 133.
50. Lucas G., Pizzagalli L. Theoretical study of the recombination of Frenkel pairs in irradiated silicon carbide // *J. Phys.: Condens. Matter*. 2007. Vol. 19, № 8. P. 086208.
51. Lindström G., Moll M., Fretwurst E. Radiation hardness of silicon detectors – a challenge from high-energy physics // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 1999. Vol. 426, № 1. P. 1–15.
52. Van Lint V.A.J. The physics of radiation damage in particle detectors // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 1987. Vol. 253, № 3. P. 453–459.
53. Siemieniec R. et al. Irradiation-Induced Deep Levels in Silicon for Power Device Tailoring // *J. Electrochem. Soc.* 2006. Vol. 153, № 2. P. G108.

54. Baber N. et al. Characterization of silver-related deep levels in silicon // *Journal of Applied Physics*. 1987. Vol. 62, № 7. P. 2853–2857.
55. Kwon Y.K., Ishikawa T., Kuwano H. Properties of platinum-associated deep levels in silicon // *Journal of Applied Physics*. 1987. Vol. 61, № 3. P. 1055–1058.
56. Lang D.V. et al. Complex nature of gold-related deep levels in silicon // *Phys. Rev. B*. 1980. Vol. 22, № 8. P. 3917–3934.
57. Wünstel K., Wagner P. Iron-related deep levels in silicon // *Solid State Communications*. 1981. Vol. 40, № 8. P. 797–799.
58. Goudon T., Miljanović V., Schmeiser C. On the Shockley–Read–Hall Model: Generation-Recombination in Semiconductors // *SIAM J. Appl. Math.* 2007. Vol. 67, № 4. P. 1183–1201.
59. Абакумов В.Н., Перель В.И., Ясиевич И.Н. Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках. СПб: Петербургский институт ядерной физики им. Б.П.Константинова РАН, 1997.
60. Martini M., McMath T.A. Trapping and detrapping effects in lithium-drifted germanium and silicon detectors // *Nuclear Instruments and Methods*. 1970. Vol. 79, № 2. P. 259–276.
61. Lang D.V. Space-charge spectroscopy in semiconductors // *Thermally Stimulated Relaxation in Solids* / ed. Bräunlich P. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1979. Vol. 37. P. 93–133.
62. Lang D.V. Deep-level transient spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors // *Journal of Applied Physics*. 1974. Vol. 45, № 7. P. 3023–3032.
63. Eremin V., Verbitskaya E., Li Z. The origin of double peak electric field distribution in heavily irradiated silicon detectors // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2002. Vol. 476, № 3. P. 556–564.
64. Li Z. et al. Radiation hard detectors from silicon enriched with both oxygen and thermal donors: improvements in donor removal and long-term stability with regard to neutron irradiation // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2002. Vol. 476, № 3. P. 628–638.
65. Verbitskaya E. et al. Concept of Double Peak electric field distribution in the development of radiation hard silicon detectors // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2007. Vol. 583, № 1. P. 77–86.

66. Klanner R. et al. Determination of the electric field in highly-irradiated silicon sensors using edge-TCT measurements // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2020. Vol. 951. P. 162987.
67. Kramberger G. et al. Investigation of Irradiated Silicon Detectors by Edge-TCT // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2010. Vol. 57, № 4. P. 2294–2302.
68. Beattie L.J. et al. The electric field in irradiated silicon detectors // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 1998. Vol. 418, № 2–3. P. 314–321.
69. Guardiola C. et al. Silicon 3D Microdetectors for Microdosimetry in Hadron Therapy // Micromachines. 2020. Vol. 11, № 12. P. 1053.
70. Bornefalk H., Danielsson M. Photon-counting spectral computed tomography using silicon strip detectors: a feasibility study // Phys. Med. Biol. 2010. Vol. 55, № 7. P. 1999–2022.
71. Damerell C. Applications of silicon detectors in high energy physics and astrophysics // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 1984. Vol. 226, № 1. P. 26–33.
72. Wei J.-J., Guo J.-H., Hu Y.-M. Characterization of silicon microstrip sensors for space astronomy // NUCL SCI TECH. 2020. Vol. 31, № 10. P. 97.
73. Candelori A. Radiation-hard detectors for very high luminosity colliders // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2006. Vol. 560, № 1. P. 103–107.
74. Moll M. Radiation tolerant semiconductor sensors for tracking detectors // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2006. Vol. 565, № 1. P. 202–211.
75. Mandić I. Silicon sensors for HL-LHC tracking detectors // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2013. Vol. 732. P. 126–129.
76. Affolder A. et al. Silicon detectors for the sLHC // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2011. Vol. 658, № 1. P. 11–16.

77. Beck G.A. et al. Radiation-tolerant breakdown protection of silicon detectors using multiple floating guard rings // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 1997. Vol. 396, № 1–2. P. 214–227.
78. Wyllie K.H. Floating guard rings as high-voltage termination structures for radiation-tolerant silicon detectors // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 1998. Vol. 409, № 1–3. P. 271–274.
79. Arnold L. et al. The STAR silicon strip detector (SSD) // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2003. Vol. 499, № 2–3. P. 652–658.
80. Blumenfeld Y. et al. MUST: A silicon strip detector array for radioactive beam experiments // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 1999. Vol. 421, № 3. P. 471–491.
81. Landi G., Landi G.E. Silicon Micro-Strip Detectors // Encyclopedia. 2021. Vol. 1, № 4. P. 1076–1083.
82. Alam M.S. et al. The ATLAS silicon pixel sensors // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2001. Vol. 456, № 3. P. 217–232.
83. Gorelov I. et al. Electrical characteristics of silicon pixel detectors // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2002. Vol. 489, № 1–3. P. 202–217.
84. Miresghhi A. et al. High efficiency neutron sensitive amorphous silicon pixel detectors // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1994. Vol. 41, № 4. P. 915–921.
85. Seidel S. Silicon strip and pixel detectors for particle physics experiments // Physics Reports. 2019. Vol. 828. P. 1–34.
86. Caselle M. et al. Low-cost bump-bonding processes for high energy physics pixel detectors // J. Inst. 2016. Vol. 11, № 01. P. C01050–C01050.
87. Bigas M., Cabruja E., Lozano M. Bonding techniques for hybrid active pixel sensors (HAPS) // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2007. Vol. 574, № 2. P. 392–400.

88. Steinbauer E. et al. Energy resolution of silicon detectors: approaching the physical limit // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. 1994. Vol. 85, № 1–4. P. 642–649.
89. Da Rold M. et al. Study of breakdown effects in silicon multiguard structures // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1999. Vol. 46, № 4. P. 1215–1223.
90. Sadrozinski H.F.-W. et al. Ultra-fast silicon detectors // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2013. Vol. 730. P. 226–231.
91. Seibt W., Sundström K.E., Tove P.A. Charge collection in silicon detectors for strongly ionizing particles // Nuclear Instruments and Methods. 1973. Vol. 113, № 3. P. 317–324.
92. DaVia C. et al. 3D silicon detectors—status and applications // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2005. Vol. 549, № 1–3. P. 122–125.
93. Kramberger G. et al. Timing performance of small cell 3D silicon detectors // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2019. Vol. 934. P. 26–32.
94. Lange J. Recent Progress on 3D Silicon Detectors. arXiv, 2015.
95. Lange J. et al. 3D silicon pixel detectors for the High-Luminosity LHC // J. Inst. 2016. Vol. 11, № 11. P. C11024–C11024.
96. Povoli M. et al. Slim edges in double-sided silicon 3D detectors // J. Inst. 2012. Vol. 7, № 01. P. C01015–C01015.
97. Pellegrini G. et al. Technology of p-type microstrip detectors with radiation hard p-spray, p-stop and moderated p-spray insulations // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2007. Vol. 579, № 2. P. 599–603.
98. Campbell J.C. et al. Recent Advances in Avalanche Photodiodes // IEEE J. Select. Topics Quantum Electron. 2004. Vol. 10, № 4. P. 777–787.
99. Capasso F. Chapter 1 Physics of Avalanche Photodiodes // Semiconductors and Semimetals. Elsevier, 1985. Vol. 22. P. 1–172.

100. Emmons R.B. Avalanche-Photodiode Frequency Response // Journal of Applied Physics. 1967. Vol. 38, № 9. P. 3705–3714.
101. Stillman G.E., Wolfe C.M. Chapter 5 Avalanche Photodiodes // Semiconductors and Semimetals. Elsevier, 1977. Vol. 12. P. 291–393.
102. Galloway Z. et al. Use of “LGAD” ultra-fast silicon detectors for time-resolved low-keV X-ray science // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2019. Vol. 923. P. 5–7.
103. Sadrozinski H.F.-W. et al. Ultra-fast silicon detectors (UFSD) // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2016. Vol. 831. P. 18–23.
104. Moffat N. et al. Low Gain Avalanche Detectors (LGAD) for particle physics and synchrotron applications // J. Inst. 2018. Vol. 13, № 03. P. C03014–C03014.
105. Pellegrini G. et al. Technology developments and first measurements of Low Gain Avalanche Detectors (LGAD) for high energy physics applications // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2014. Vol. 765. P. 12–16.
106. Kramberger G. et al. Radiation hardness of gallium doped low gain avalanche detectors // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2018. Vol. 898. P. 53–59.
107. Moll M. Displacement Damage in Silicon Detectors for High Energy Physics // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2018. Vol. 65, № 8. P. 1561–1582.
108. Eremin V. et al. Development of transient current and charge techniques for the measurement of effective net concentration of ionized charges (Neff) in the space charge region of p-n junction detectors // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 1996. Vol. 372, № 3. P. 388–398.
109. Green M.A. Self-consistent optical parameters of intrinsic silicon at 300K including temperature coefficients // Solar Energy Materials and Solar Cells. 2008. Vol. 92, № 11. P. 1305–1310.
110. Ансельм А.И. Введение в теорию полупроводников. Учебное пособие. Санкт-Петербург: Лань, 2016. 624 p.

111. Kohn W. Shallow Impurity States in Silicon and Germanium // *Solid State Physics*. Elsevier, 1957. Vol. 5. P. 257–320.
112. Bludau W., Onton A., Heinke W. Temperature dependence of the band gap of silicon // *Journal of Applied Physics*. 1974. Vol. 45, № 4. P. 1846–1848.
113. Bus J.C.P., Dekker T.J. Two Efficient Algorithms with Guaranteed Convergence for Finding a Zero of a Function // *ACM Trans. Math. Softw.* 1975. Vol. 1, № 4. P. 330–345.
114. Lindström G. Radiation damage in silicon detectors // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2003. Vol. 512, № 1–2. P. 30–43.
115. Rose A. Space-Charge-Limited Currents in Solids // *Phys. Rev.* 1955. Vol. 97, № 6. P. 1538–1544.
116. Horowitz P. *The art of electronics*. Third edition. New York, NY: Cambridge University Press, 2015. 1192 p.
117. Сивухин Д.В. *Общий курс физики*. Москва: Физматлит, 2006. Vol. 4. 793 p.
118. Sah C.T. et al. THERMAL EMISSION RATES OF CARRIERS AT GOLD CENTERS IN SILICON // *Appl. Phys. Lett.* 1969. Vol. 15, № 5. P. 145–148.
119. Gummel H., Lax M. Thermal capture of electrons in silicon // *Annals of Physics*. 1957. Vol. 2, № 1. P. 28–56.
120. Jonscher A.K. Free-carrier Poole-Frenkel effect in crystalline solids // *J. Phys. C: Solid State Phys.* 1970. Vol. 3, № 8. P. L159–L162.
121. Hartke J.L. The Three-Dimensional Poole-Frenkel Effect // *Journal of Applied Physics*. 1968. Vol. 39, № 10. P. 4871–4873.
122. Karnakov B.M., Krainov V.P., Krajnov V.P. *WKB approximation in atomic physics*. Berlin Heidelberg: Springer, 2013. 176 p.
123. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *КУРС ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ. ТОМ III. КВАНТОВАЯ МЕХАНИКА (НЕРЕЛЯТИВИСТСКАЯ ТЕОРИЯ)*. Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2002. Vol. 3. 798 p.
124. Chynoweth A.G., Logan R.A., Thomas D.E. Phonon-Assisted Tunneling in Silicon and Germanium Esaki Junctions // *Phys. Rev.* 1962. Vol. 125, № 3. P. 877–881.

125. Kleinman L. Theory of Phonon-Assisted Tunneling in Semiconductors // *Phys. Rev.* 1965. Vol. 140, № 2A. P. A637–A648.
126. Vincent G., Chantre A., Bois D. Electric field effect on the thermal emission of traps in semiconductor junctions // *J. Appl. Phys.* 1979. Vol. 50, № 8. P. 5484.
127. Jacoboni C. et al. A review of some charge transport properties of silicon // *Solid-State Electronics.* 1977. Vol. 20, № 2. P. 77–89.
128. Reggiani L., Brunetti R., Normantas E. Diffusion coefficient of holes in silicon by Monte Carlo simulation // *Journal of Applied Physics.* 1986. Vol. 59, № 4. P. 1212–1215.
129. Nocedal J., Wright S.J. *Numerical Optimization.* Springer New York, 2006.
130. Eremin V. et al. Avalanche effect in Si heavily irradiated detectors: Physical model and perspectives for application // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* 2011. Vol. 658, № 1. P. 145–151.
131. Verbitskaya E., Eremin V., Zabrodskii A. Operational voltage of silicon heavily irradiated strip detectors utilizing avalanche multiplication effect // *J. Inst.* 2012. Vol. 7, № 02. P. C02061–C02061.
132. Auden E.C. et al. Modeling charge collection efficiency degradation in partially depleted GaAs photodiodes using the 1- and 2-carrier Hecht equations // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms.* 2017. Vol. 399. P. 12–19.
133. Kasap S. et al. Corrections to the Hecht collection efficiency in photoconductive detectors under large signals: non-uniform electric field due to drifting and trapped unipolar carriers // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2019. Vol. 52, № 13. P. 135104.
134. Kramberger G. et al. Effective trapping time of electrons and holes in different silicon materials irradiated with neutrons, protons and pions // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* 2002. Vol. 481, № 1–3. P. 297–305.
135. Verbitskaya E. et al. Development of silicon detectors for Beam Loss Monitoring at HL-LHC // *J. Inst.* 2017. Vol. 12, № 03. P. C03036–C03036.
136. McKay K.G., McAfee K.B. Electron Multiplication in Silicon and Germanium // *Phys. Rev.* 1953. Vol. 91, № 5. P. 1079–1084.

137. Wolff P.A. Theory of Electron Multiplication in Silicon and Germanium // Phys. Rev. 1954. Vol. 95, № 6. P. 1415–1420.
138. Massey D.J., David J.P.R., Rees G.J. Temperature Dependence of Impact Ionization in Submicrometer Silicon Devices // IEEE Trans. Electron Devices. 2006. Vol. 53, № 9. P. 2328–2334.
139. Thomson I. The temperature dependence of avalanche current in silicon p-n junctions† // International Journal of Electronics. 1968. Vol. 24, № 4. P. 397–402.
140. Nelder J.A., Mead R. A Simplex Method for Function Minimization // The Computer Journal. 1965. Vol. 7, № 4. P. 308–313.
141. Drevinsky P.J., Frederickson A.R., Elsaesser D.W. Radiation-induced defect introduction rates in semiconductors // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1994. Vol. 41, № 6. P. 1913–1923.
142. Flicker H., Loferski J.J., Scott-Monck J. Radiation Defect Introduction Rates in n - and p -Type Silicon in the Vicinity of the Radiation Damage Threshold // Phys. Rev. 1962. Vol. 128, № 6. P. 2557–2563.
143. Watkins G.D. EPR of defects in semiconductors: Past, present, future // Phys. Solid State. 1999. Vol. 41, № 5. P. 746–750.