

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования
«Санкт-Петербургский государственный технологический институт
(технический университет)»

На правах рукописи

Шашкина Антонина Сергеевна

**ФРАКТАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА МИКРОПЛАЗМЕННОГО ПРОБОЯ
ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ p-n-СТРУКТУР**

1.3.8. Физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических наук,
профессор Ханин Самуил Давидович

Санкт-Петербург – 2024

ОГЛАВЛЕНИЕ

	стр.
Введение	4
Глава 1. Современное состояние физики микроплазменного пробоя в твердотельных структурах	10
1.1. Теория ударной ионизации.....	10
1.2. Причины прерывания лавины.....	15
1.3. Шум лавинообразования. Формы и спектры сигналов.....	21
1.4. Физические источники шума в твердотельных приборах.....	26
1.5. Диагностика дефектов и прогнозирование надежности твердотельных приборов с помощью шума.....	31
1.6. Фликкер-шум.....	32
1.7. Выводы по главе и постановка задачи исследования.....	36
Глава 2. Методика эксперимента и анализ его результатов	39
2.1. Структура исследуемых образцов.....	39
2.2. Экспериментальная установка для исследования лавинного пробоя....	42
2.3. Методика эксперимента и предварительный анализ.....	43
2.4. Математическая и физическая сущность фракталов.....	47
2.5. Методика исследования сигнала на фрактальность.....	52
2.6. Фрактальные свойства микроплазменного шума.....	55
2.7. Классификация типов лавинного пробоя твердотельных структур.....	57
2.8. Анализ результатов эксперимента.....	68
Глава 3. Имитационная модель микроплазменного пробоя в твердом теле	72
3.1. Методика и средства моделирования.....	72
3.2. Лавинный пробой на макро- и микроуровне.....	73
3.3. Вероятность возникновения лавины. Микроуровень модели лавинного пробоя <i>p-n</i> -перехода.....	77

3.4. Вероятность развития лавины.....	83
3.5. Макроуровень модели лавинного пробоя <i>p-n</i> -перехода.....	85
3.6. Структура обратных связей.....	87
3.7. Программная реализация имитационной модели лавинного пробоя <i>p-n</i> -перехода.....	89
3.8. Моделирование типов лавинного пробоя <i>p-n</i> -перехода и обоснование предложенной классификации	91
3.9. Выводы по главе. Результаты имитационного моделирования.....	98
Глава 4. Применение фрактальных свойств микроплазменного пробоя твердотельных <i>p-n</i>-структур.....	100
4.1. Новый вид фрактального сигнала на основе микроплазменного шума как альтернатива существующим хаотическим сигналам.....	100
4.2. Генератор фрактального сигнала.....	103
4.3. Передача информации с помощью нового вида фрактального сигнала.....	105
4.4. Свойства полученного частотно-модулированного сигнала.....	109
4.5. Фрактальная размерность микроплазменного шума как показатель дефектности твердотельных структур.....	110
4.6. Перспективы фрактального метода неразрушающего контроля неоднородностей твердотельных приборов.....	114
4.7. Выводы по главе.....	116
Заключение.....	118
Перечень публикаций автора по теме диссертационной работы.....	121
Список литературы.....	125

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы исследования и степень её разработанности

Процесс ударной ионизации, приводящий к лавинному пробоя $p-n$ -перехода, неразрывно связан с образованием микроплазмы. Микроплазма – это локальная область пробоя перехода, чаще всего возникающая в местах дефектов и их скоплений. Такие области были обнаружены в кремниевых $p-n$ -переходах, переходах на основе арсенидов и фосфидов галлия, германиевых, гомо- и гетеропереходах. Отсюда следует заключить, что микроплазменные явления неотъемлемо сопровождают ударную ионизацию.

Основным признаком микроплазменного пробоя является обратный импульсный ток через $p-n$ -переход в режиме лавинного пробоя, который носит случайный характер.

К настоящему времени существует несколько теорий о механизмах поставки носителей в область микроплазмы, такие как: диффузия запускающих носителей из базовых областей, термическая генерация носителей из области пространственного заряда, туннелирование с глубоких уровней. Неоднозначная ситуация с решением вопроса о причинах прерывания лавины, факторах, определяющих микроплазменный пробой, и способе описания этого пробоя. В основном отдается предпочтение причинам, связанным с саморазогревом микроплазмы.

До настоящего времени, несмотря на значимость этого явления, законченной теории образования и функционирования микроплазменного пробоя до сих пор не существует, механизмы являются недостаточно изученными и способ описания данного явления не выработан

Исследования, посвященные анализу временного и частотного распределения импульсов тока при лавинном пробое, проводились в 50-80-е гг. XX века и не подтверждаются современными экспериментальными данными, которые показывают, что обратный ток носит не только случайный, но и самоподобный характер в разных временных масштабах. Самоподобие есть

свойство, при котором фрагмент временного ряда при масштабировании слабо меняется по структуре.

Обнаруженное самоподобие свидетельствует о том, что в основе механизмов возникновения и рассасывания микроплазм лежат несколько конкурирующих факторов, которые необходимо рассматривать в совокупности.

В отличие от традиционных методов исследований системный подход при математическом моделировании лавинного пробоя дает возможность рассмотреть процессы, происходящие при пробое, в совокупности и выявить причинно-следственные связи, а практическое использование микроплазменного шума возможно только при наличии чётких связей между явлениями.

Поэтому актуальна разработка теоретических и экспериментальных методик и средств моделирования лавинного пробоя p - n -перехода, что и является темой данной диссертации.

Таким образом, потребности в разработке и анализе математической модели теории ударной ионизации, в частности, лавинного пробоя, обусловили **актуальность и необходимость** решения задач, рассматриваемых в диссертации.

Целью диссертационной работы является установление закономерностей микроплазменного пробоя в части импульсообразования лавинного тока, его систематика и теоретическое обоснование.

Для достижения указанной цели в диссертационной работе необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Проанализировать состояние физики микроплазменного пробоя в рассматриваемых аспектах.

2. Разработать и реализовать программное обеспечение по экспериментальному определению временных распределений микроплазменных импульсов.

3. Установить закономерности импульсообразования в различных стадиях развития лавинного пробоя твердотельных структур.

4. Разработать и реализовать подход к описанию микроплазменного пробоя и осуществить его систематику.

5. Разработать модель микроплазменного пробоя p - n -перехода, соответствующую экспериментальным данным.

6. Проанализировать и реализовать возможности практического применения результатов исследования.

Научная новизна диссертационной работы состоит в следующем:

В ходе выполнения диссертационного исследования выявлены свойства самоподобия во временном распределении импульсов тока микроплазменного пробоя твердотельных p - n -структур, что послужило основанием для развития фрактального подхода к описанию пробоя.

Разработан алгоритм определения фрактальной размерности временного ряда импульсов, положенный в основу классификации типов лавинного пробоя. На основе фрактальной размерности предложена систематика и выделены три основных типа пробоя: тип Б (базовый), с фрактальной размерностью до 1,6-1,8; тип Х (хаотический), его фрактальная размерность близка к 2; тип П (промежуточный (вторичный)) с промежуточным численным значением фрактальной размерности между типами Б и Х.

Посредством имитационного моделирования разработана динамическая модель, позволившая обосновать структуру временной последовательности импульсообразования лавинного тока и систематику микроплазменного пробоя.

В результате установлено, что форма импульсов микроплазменного тока определяется соотношением вероятностей возникновения и развития лавинообразования (процессами транспорта носителей заряда в электрических полях), а выявленные фрактальные свойства, в свою очередь, определяются факторами саморазогрева.

Теоретическая значимость состоит в следующем:

Развит фрактальный подход к описанию временной последовательности импульсов, протекающих при лавинном пробое полупроводниковых p - n -структур. На основе предложенного подхода разработана систематика видов пробоя, основанием которой является фрактальная размерность временной последовательности импульсов.

Предложена динамическая модель микроплазменного пробоя *p-n*-перехода, учитывающая целый ряд факторов, ответственных за возникновение и развитие микроплазменного пробоя в реальных твердотельных структурах.

Практическая значимость заключается в следующем:

Разработана методика выявления потенциально опасных дефектов *p-n*-переходов на основе анализа вольтамперных характеристик (ВАХ) и осциллограмм обратного тока.

Разработан генератор фрактального сигнала, позволивший синтезировать частотно-модулированный сигнал с фрактальными характеристиками, который может быть использован в системах связи для формирования широкополосного помехозащищенного несущего колебания и конфиденциальной передачи.

Результаты проведенных исследований использованы в лекционном процессе и лабораторном практикуме при подготовке бакалавров по направлениям 22.03.01 «Материаловедение и технологии материалов» в Санкт-Петербургском государственном технологическом институте (техническом университете), 11.03.04 «Электроника и нанoeлектроника», 11.03.01 «Радиотехника» в Санкт-Петербургском государственном институте кино и телевидения (СПбГИКиТ) и специалистов по специальности 11.05.04 «Инфокоммуникационные технологии и системы специальной связи» в Военной академии связи им. С.М. Буденного.

Методы исследования: теоретические и экспериментальные исследования базируются на использовании фундаментальных положений теории полупроводников и физики твердого тела, теории вероятностей и методов математического моделирования. Основные используемые методы: измерение электрических характеристик образцов на постоянном токе при различных температурах, метод хронометрии, метод фотометрии, имитационное моделирование, фрактальный анализ.

Положения, выносимые на защиту:

1. Физическим явлениям, наблюдаемым при микроплазменном пробое твердотельных *p-n*-структур, присущи фрактальные свойства, на что указывает

установленное в структуре временной последовательности импульсов лавинного тока самоподобие и соответствие расчетных значений фрактальной размерности, постоянной Хёрста и меры корреляции временного ряда.

2. Различные типы временной последовательности импульсов тока твердотельной структуры могут быть классифицированы на основании предложенного алгоритма вычисления фрактальной размерности, что позволяет выделить базовый (фрактальная размерность до 1,6-1,8), хаотический (фрактальная размерность близка к 2) и промежуточные типы пробоя.

3. Закономерности микроплазменного пробоя и классификация типов пробоя твердотельной структуры могут быть объяснены и описаны в рамках предложенной динамической модели, в которой процессы шумового характера микроплазменного пробоя объясняются флуктуацией параметров транспорта носителей заряда в электрическом поле, а фрактальные свойства – факторами саморазогрева.

4. Фрактальная размерность временной последовательности импульсов тока меньше у потенциально ненадежных образцов, что подтверждается характерными особенностями прямой и обратной ветвей вольтамперной характеристики и указывает на информативность фрактальной размерности как диагностического параметра.

Достоверность полученных результатов и выводов подтверждена совпадением результатов компьютерного моделирования и результатов экспериментов, опорой на результаты научных трудов ведущих отечественных и мировых ученых в данной области, корректным применением математического аппарата, публикациями результатов работы в рецензируемых научных журналах, получением патента на изобретение.

Апробация работы. Основные результаты, представленные в диссертации, докладывались и обсуждались на научных конференциях и семинарах различного уровня: II, IV и V Всероссийских конгрессах молодых ученых, Санкт-Петербург, НИУ ИТМО, в 2013, 2015 и 2016 гг.; на VIII и IX Всероссийских конференциях «Необратимые процессы в природе и технике», Москва, МГТУ им. Н.Э. Баумана.,

в 2015, 2017, 2021 и 2023 гг.; на Всероссийском форуме студентов, аспирантов и молодых ученых «Наука и инновации в технических университетах», Санкт-Петербург, СПбГПУ «Политех» в 2015 г.; на XIII Международной конференции «Физика в системе современного образования» (ФССО-2015), Санкт-Петербург, РГПУ им. Герцена в 2015 г.; на I и II Международной научно-практической конференции «Инновационные технологии в медиаобразовании», Санкт-Петербург, СПбГИКиТ в 2016 и 2017 гг.; на Международной научно-практической конференции «Герценовские чтения» на тему: «Актуальные проблемы обучения физике в средней и высшей школе», Санкт-Петербург, РГПУ им. Герцена, 2017 г.; на 12 Международной научно-практической конференции «Environment. Technology. Resources», г. Резекне, Латвия, 2019 г.; на XII Международной научно-технической и научно-методической конференции «Актуальные проблемы инфотелекоммуникаций в науке и образовании (АПИНО 2023)», Санкт-Петербург, СПбГУТ им. Бонч-Бруевича, 2023 г.; на международной научно-практической конференции «Военная связь будущего. Квантовый скачок как неизбежность», Военная академия связи, 2023 г.

Публикации. По теме диссертации опубликовано 20 работ, из них в журналах из Перечня ВАК и приравненных к ним – 3, в других рецензируемых изданиях – 2, патентов на изобретение и полезную модель – 2, в материалах конференций – 13.

Личный вклад автора в получение научных результатов состоит в выполнении основной экспериментальной части исследования полупроводниковых материалов, математическом моделировании и анализе результатов. В диссертации отражены результаты работы, полученные соискателем в соавторстве, однако, основные результаты и выводы диссертации принадлежат автору.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, списка литературы, включающего 119 наименований. Общий объем диссертации – 135 страниц, в том числе 75 рисунков и 1 таблица.

Глава 1. Современное состояние физики микроплазменного пробоя в твердотельных структурах

1.1. Теория ударной ионизации

В случае приложения к p - n -переходу напряжения в обратном направлении, он может перейти в режим пробоя, одним из видов которого является лавинный пробой, описываемый с помощью явления ударной ионизации [1-6] (рисунок 1.1). Ударной ионизацией в полупроводниках принято называть процесс соударения носителя заряда с неподвижным атомом кристаллической решетки и последующее образование электронно-дырочной пары.

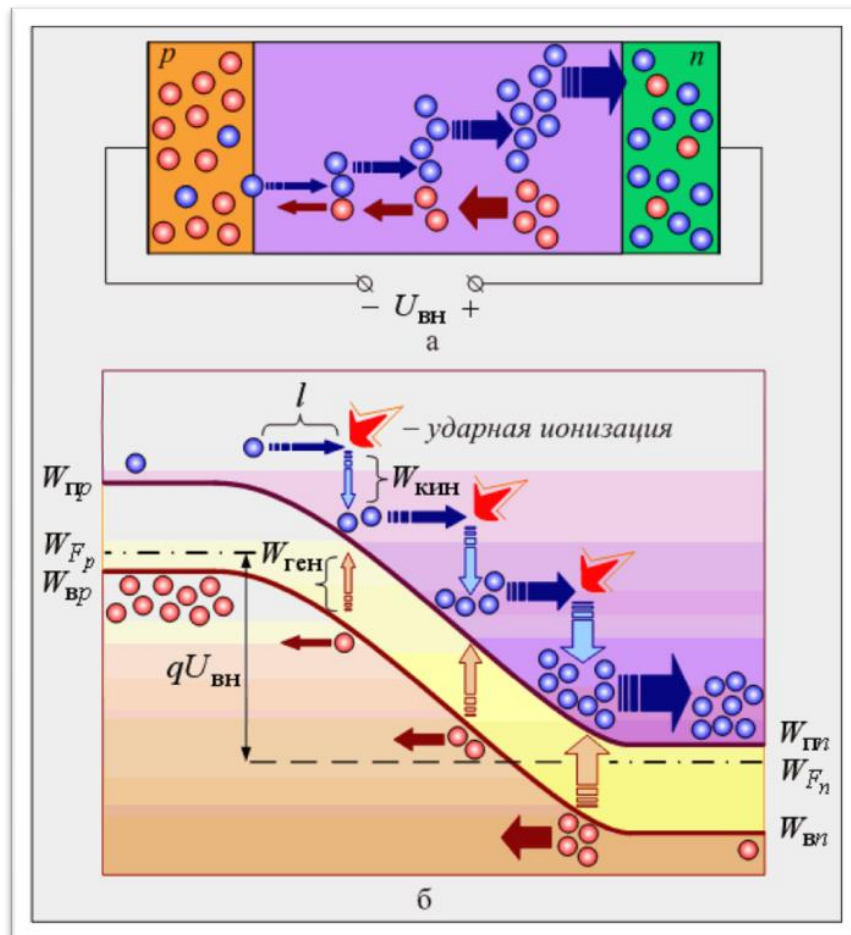


Рисунок 1.1 – Лавинный пробой p - n -перехода

Коэффициент ионизации носителей заряда α равен числу электронно-дырочных пар, образуемых носителем заряда на единице пути в направлении

электрического поля. Коэффициент ионизации зависит от напряженности приложенного поля E .

Расчету коэффициентов ударной ионизации и функции их распределения в сильных полях посвящено большое количество работ [3, 7-17]. Зависимость $\alpha(E)$ в общем виде:

$$\alpha = A \exp \left[- \left(\frac{b}{E} \right)^m \right] \quad (1.1)$$

Однако из-за недостаточности знаний о механизмах взаимодействия носителей с решеткой (1.1) содержит экспериментально определяемые или подгоночные параметры. На сегодняшний день не существует универсальных методик получения этих зависимостей. По этой причине величина α в некоторых материалах получается завышенной, а в некоторых – заниженной [1, 8].

Кроме того, в зависимости (1.1) не представляется возможным учесть тот факт, что вероятность возникновения ударной ионизации в местах дефектов и их скоплений выше, чем в остальном кристалле.

Под действием сильного электрического поля неосновные носители зарядов ускоряются и могут набрать столь большую кинетическую энергию, что при соударении с неподвижными атомами кристаллической решетки произойдет ионизация атомов, т.е. генерация пары электрон-дырка. Данная энергия должна быть не менее ширины запрещенной зоны ΔE . При этом электрон переходит из валентной зоны в зону проводимости, приводя к возникновению дырки в валентной зоне [1, 5]. Рождающиеся при ионизации электроны и дырки сами начинают ускоряться и рождать другие пары, тем самым процесс приобретает характер лавины. Для того чтобы лавинный процесс развивался, необходимо, чтобы p - n -переход был шире, чем длина свободного пробега носителей.

Пороговая энергия ионизации может быть рассчитана теоретически и определена экспериментально [7], однако её определение не является достаточно точным [1]. Обычно пороговая энергия ударной ионизации принимается равной $1,5\Delta E$. Существуют и так называемые «предпороговые механизмы» [18] при

участии фононов или примесных атомов, и в этом случае энергия ионизации может быть примерно равна ΔE [8, 19].

Лавинный пробой достигается при одном и том же напряжении независимо от того, электроны или дырки инициируют лавинное размножение [1].

Процесс ударной ионизации неразрывно связан с образованием микроплазм. Микроплазмы были обнаружены в кремниевых *p-n*-переходах, переходах на основе арсенидов и фосфидов галлия, германиевых, гомо- и гетеропереходах [1, 8, 20-24, A3]. Отсюда следует заключить, что микроплазменные явления неотъемлемо сопровождают ударную ионизацию.

Согласно современным представлениям [1, 5] чаще всего пробой начинается вблизи скоплений несовершенств кристалла. Это могут быть вакансии, дислокации, включения второй фазы, неоднородности в распределении легирующих примесей, могут наличествовать и амфотерные примеси. Вблизи дислокации имеются области сжатия и расширения кристаллической решетки, что влияет на ширину запрещенной зоны. Например, в арсениде галлия в области растяжения решетки происходит уменьшение ширины запрещенной зоны [1]. Пороговая энергия ионизации принимается пропорциональной ширине запрещенной зоны [25], значит, происходит локальное увеличение коэффициентов ударной ионизации. Помимо этого, дислокации являются центрами осаждения примесей и вдоль них повышены коэффициенты диффузии примесей. Значит, вероятность того, что в области дефекта окажется порождающий лавину носитель, выше, чем для бездефектной области. Кроме того, концентрация носителей заряда в этом месте выше, а эффективная толщина обедненного слоя ниже. Локально повышается напряженность поля. Следовательно, уменьшается напряжение пробоя. Таким образом происходит формирование микроплазм. Ток, протекающий через каждую микроплазму, носит характер коротких импульсов, появляющихся и исчезающих в случайные моменты времени [1, A12].

Кроме того, важной причиной образования микроплазм являются включения второй фазы, которые искажают распределение электрического поля в области пространственного заряда (ОПЗ) p - n -перехода [1, 8].

В работах [1, 8, 11] были определены геометрические размеры микроплазм, исходя из того, что длина микроплазмы совпадает с шириной ОПЗ p - n -перехода. Диаметр микроплазмы по разным источникам при небольших напряжениях при комнатной температуре (300 К) колеблется в пределах от 0,5 до 5 мкм, а длина – в пределах от 0,14 до 0,31 мкм. Кроме того, ширина ОПЗ не является фиксированной величиной и меняется в зависимости от величины лавинного тока через микроплазму.

В работах [8, 26] также указано, что диаметр микроплазмы слабо зависит от температуры, незначительно уменьшаясь с её ростом. Однако, в случае рассмотрения факторов разогрева структуры, может произойти существенное изменение геометрических размеров микроплазм и механизмов поставки носителей в область пробоя.

Согласно теории лавинного пробоя p - n -перехода [1-3, 5, 12, 15, 27, 28], считается, что в область микроплазмы поставляются неосновные носители в результате диффузии из базы p - и n -типа. Неосновные носители, находящиеся вблизи микроплазмы, подхватываются полем и залетают в неё. Концентрация носителей вблизи структурных дефектов может быть повышена по сравнению с остальными областями. Дислокации являются центрами ассоциации примесей и создают для последних каналы ускоренной диффузии. Повышение концентрации может происходить в результате повышения температуры p - n -перехода.

Термогенерация носителей в ОПЗ является преобладающим механизмом поставки носителей в канал микроплазмы в высоковольтных переходах и в переходах на основе широкозонных полупроводников. Широкозонными принято называть полупроводники, у которых энергия межзонных электронных переходов превосходит значение, близкое к 2 эВ [29]. Тем не менее, существенным является рассмотрение и других механизмов.

Запускающие носители могут поставляться в канал микроплазмы и в результате туннелирования. Туннельный эффект обычно наблюдается в тонких сильнолегированных переходах, однако при лавинном пробое он тоже может иметь место, но не как основной механизм. Может происходить туннелирование с ловушек [1], а в гетероструктурах – из зоны в зону, например, из сильнолегированной p -базы в тонкий активный слой InGaN с последующим дрейфом в смежные квазинейтральные и заряженные n -области, что описано в [24]. В последнем случае именно туннелирование электронов вызывает ударную ионизацию.

В публикациях [1, 8, 30] отмечается, что при низких температурах возможна реэмиссия с ловушек носителей, захваченных в период протекания предшествующего импульса тока.

Известно, что для получения красного свечения полупроводниковые структуры на основе фосфида галлия (GaP) легируют цинком и кислородом. Кислород, введенный в GaP, не является ни мелким донором, ни акцептором, но создает глубокий донорный уровень [31-33], с которого и могут туннелировать носители заряда.

В работах [8, 26, 34, 35] подробно исследовано влияние глубоких центров на свойства микроплазм и механизмы поставки носителей в канал микроплазмы. Измерения проводились на промышленных светодиодах свечение которых соответствовало красному цвету АЛ102 [8, 26, 34] при температурах от 100 до 380 К. Во всем температурном диапазоне импульсы имели «пакетный» характер. Исследовалось влияние глубоких центров на задержку пробоя. Для исключения влияния предыдущего цикла пробоя проводилась выдержка светодиода при так называемом напряжении заполнения, меньшем, чем напряжение пробоя первой микроплазмы. Средняя длительность задержки пробоя t_0 для равных коэффициентов ударной ионизации электронов и дырок в GaP ($\alpha_p = \alpha_n$) представлена в виде:

$$t_0 = \frac{1}{\nu P_{np}}, \quad (1.2)$$

где ν – частота появления электронно-дырочных пар в канале микроплазмы, P_{np} – вероятность запуска лавины электронно-дырочной парой. При этом считается, что P_{np} не зависит от местоположения генерации пары. Кроме того, ν слабо меняется с температурой и зависит только от приложенного напряжения. Авторы интерпретирует данный факт, как указание на то, что в поставке носителей заряда для запуска лавины преобладающую роль играют туннельные механизмы [34]. Влияние глубоких уровней обычно проявляется при низких температурах. С помощью функции распределения задержки пробоя были определены параметры глубоких уровней, находящихся в микроплазменных каналах [8, 34].

В настоящее время сложно отдать предпочтение какому-нибудь одному из перечисленных механизмов.

1.2. Причины прерывания лавины

Если в канале микроплазмы нет свободных носителей, то ток через неё равен нулю даже при напряжении, превышающем напряжение пробоя. Следовательно, лавинный пробой прерывается в тот момент, когда в канале микроплазмы закончатся носители.

Распределение электронов и дырок по энергиям в полупроводнике описывается статистикой Ферми-Дирака [2, 4, 5, 25, 36]. Вероятность того, что уровень с энергией E будет заполнен, определяется функцией Дирака:

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)}, \quad (1.3)$$

где E_F – уровень Ферми. При $T=0$ эта функция имеет вид «ступеньки». Все энергетические уровни вплоть до уровня Ферми заполнены, вероятность их заполнения равна единице (рисунок 1.2). Выше этой энергии вероятность заполнения равна нулю: действуют принцип минимума потенциальной энергии и

принцип Паули. Функция Ферми-Дирака зависит от температуры: чем выше температура, тем сильнее размывается «ступенька».

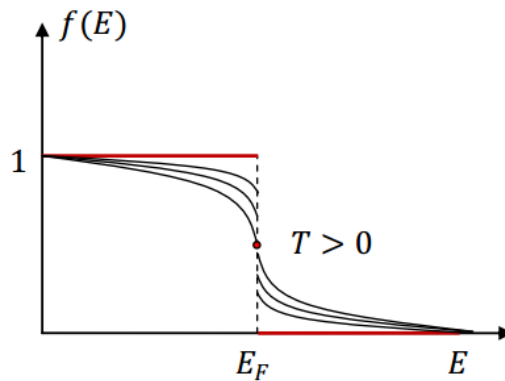


Рисунок 1.2 – Функция Ферми-Дирака

В случае, когда уровень Ферми лежит в зоне запрещенных энергий и имеется невырожденный полупроводник, единицей в знаменателе функции Ферми-Дирака пренебрегают и используют классическую статистику Максвелла-Больцмана:

$$f(E) = \exp\left(-\frac{E - E_F}{kT}\right) \quad (1.4)$$

Исходя из изложенного, вероятность возникновения лавинного пробоя определяется функцией Ферми-Дирака с учетом энергии, которую носителям (например, электронам) сообщило внешнее поле.

Отметим, что положение уровня Ферми имеет слабую обратно пропорциональную зависимость от температуры:

$$E_F \approx E_F(0) \left[1 - \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{kT}{E_F(0)} \right)^2 \right], \quad (1.5)$$

где $E_F(0)$ – уровень Ферми при $T = 0$.

При сообщении p - n -переходу напряжения в обратном направлении возникает слабый ток неосновных носителей (дрейфовый ток). При увеличении напряженности создаваемого поля существует ненулевая вероятность того, что неосновной носитель разгонится до энергии, достаточной для того, чтобы при

соударении с неподвижными атомами решетки выбить пару электрон-дырка. При этом электрон переходит из валентной зоны в зону проводимости, оставляя после себя дырку в валентной зоне. В ОПЗ неосновные носители подхватываются ускоряющим их полем и свободно пролетают в родную для себя область. При этом перемещение носителей заряда в результате возникшего лавинного пробоя, увеличивает запирающее поле на границе с ОПЗ и ускоряющее поле в ОПЗ. Электрону легче разогнаться и набрать энергию достаточную для ионизации. Это увеличивает вероятность дальнейшего развития пробоя.

При прохождении тока через микроплазму увеличивается температура прилегающей области. Это явление носит название саморазогрева микроплазмы [8, 26].

Саморазогрев микроплазмы может привести к следующим последствиям:

1. Увеличение температуры приводит к уменьшению длины свободного пробега, а значит, электрону сложнее набрать необходимую для ударной ионизации энергию. Следовательно, саморазогрев микроплазмы может привести к прекращению пробоя.

2. Подвижность носителей меняется с температурой в зависимости от вида рассеяния. Поскольку подвижность зависит от эффективной массы, то подвижность электронов выше, чем дырок.

В собственных полупроводниках подвижность носителей в первую очередь зависит от тепловых колебаний кристаллической решетки. С ростом температуры T амплитуда тепловых колебаний узлов кристаллической решетки возрастает, поэтому уменьшается подвижность носителей заряда. Это уменьшение подчиняется закону [36, 37]:

$$\mu = \frac{4e}{3\sqrt{\pi}} \frac{\tau_0 l}{k^{1/2} m^{5/2}} T^{-3/2} \text{ или } \mu = a \cdot T^{-3/2}, \quad (1.6)$$

где e – заряд, l – длина свободного пробега, m – эффективная масса носителей заряда, k – постоянная Больцмана, a – коэффициент.

При низких температурах преобладает рассеяние на примесях и подвижность изменяется согласно выражению [36, 37]:

$$\mu = \frac{8\sqrt{2}\varepsilon^2 k^{3/2} T^{3/2}}{\pi^{3/2} Z^2 e^3 N m^{1/2} \ln \left[1 + \left(\frac{3\varepsilon k T}{Z e^2 N^{1/3}} \right)^2 \right]} \text{ или } \mu = b \cdot T^{3/2}, \quad (1.7)$$

где Z – число электронов, N – концентрация примеси, донорной или акцепторной, ε – диэлектрическая проницаемость, b – коэффициент; остальные обозначения сохраняются.

В примесных полупроводниках мы имеем совокупность (1.6) и (1.7):

$$\mu = a \cdot T^{-3/2} + b \cdot T^{3/2} \quad (1.8)$$

Зависимость изменения подвижности от температуры в общем случае представлена на рисунке 1.3.

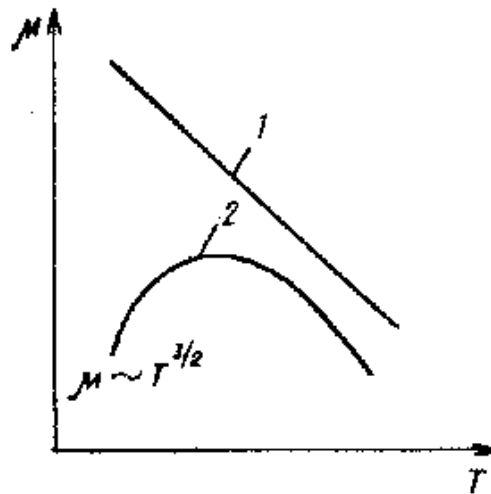


Рисунок 1.3 – Зависимость подвижности носителей от температуры: 1 – в собственном полупроводнике, 2 – в смешанном полупроводнике

Зависимость подвижности от напряженности электрического поля E представлена на рисунке 1.4.

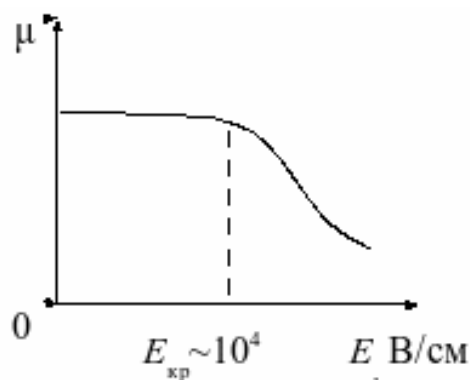


Рисунок 1.4 – Зависимость подвижности носителей заряда от напряженности электрического поля

3. Увеличение температуры приводит и к увеличению концентрации свободных носителей, что благоприятствует развитию пробоя. Однако скорость этого изменения в собственных и примесных полупроводниках различна.

Для собственного полупроводника концентрация свободных носителей в зависимости от температуры определяется выражением:

$$n_1 = A \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right), \quad (1.9)$$

где n – концентрация носителей заряда; ΔE – ширина запрещенной зоны; A – константа, зависящая от температуры.

Для примесных полупроводников эта зависимость имеет несколько иной вид:

$$n_2 = B \exp\left(-\frac{\Delta E_{II}}{2kT}\right), \quad (1.10)$$

где ΔE_{II} – энергия ионизации примеси; B – константа, не зависящая от температуры.

Концентрация носителей заряда в полупроводниках при увеличении определенного предела, практически перестает зависеть от температуры, происходит вырождение полупроводника. Для электронов критическая концентрация имеет порядок 10^{25} м^{-3} . Зависимость концентрации носителей от температуры при разном содержании примесей показана на рисунке 1.5.

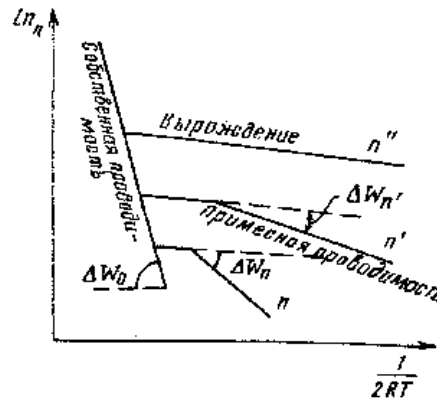


Рисунок 1.5 – Зависимость концентрации от обратной температуры при различном количестве примесей

4. Также благоприятствует развитию пробоя и увеличение количества дефектов и их скоплений при увеличении температуры.

Под действием тепловой энергии и пластической деформации образуются вакансии, поэтому с увеличением температуры увеличивается их количество и интенсивность перемещений от одного узла к другому. В поверхностном слое кристаллических зёрен вакансий всегда больше, чем в объеме кристалла, поскольку при нагреве атомы испаряются с поверхности. Дислокации не разрешаются в объеме и тоже всегда выходят на поверхность [9, 38].

Также нужно учитывать постоянное взаимодействие дефектов между собой. Особенно это относится к случаю краевой дислокации, окруженной точечными дефектами с образованием микрокаверны. Микрокаверны могут в значительной степени влиять на диффузию носителей заряда [38].

В целом, место возникновения пробоя обусловлено сильным искривлением электрического поля, связанным с тем или иным дефектом. И если в дальнейшем при сильном разогреве области пробоя произошло смещение дефекта, то лавина может как прекратиться, так и усилиться.

В литературе обычно рассматривается какой-либо из перечисленных механизмов в отдельности. Например, в работе [39] учитывается только температурная зависимость длины свободного пробега. Поэтому законченной теории образования и функционирования микроплазменного пробоя до сих пор

не существует, поскольку в точности неизвестны причины прерывания лавины и случайного характера обратного тока через структуру. Следует учитывать более широкий круг процессов, факторов и зависимостей, учитывать зависимость концентрации, подвижности, длины свободного пробега и от температуры, и от величины запирающего поля.

1.3. Шум лавинообразования. Формы и спектры сигналов

Наибольший интерес в литературе представляет режим частичного лавинного пробоя, когда через p - n -переход течет шумовой ток в виде импульсов. При дальнейшем увеличении напряжения амплитуда импульсов растет в зависимости от количества включаемых микроплазм и развития лавины, паузы между импульсами сокращаются, а близко расположенные импульсы сливаются. Это продолжается до тех пор, пока не начинает течь практически постоянный ток, т.е. пока твердотельная структура не перейдет в режим развитого лавинного пробоя.

Поведение микроплазмы, согласно существующей модели [1] описывается четырьмя параметрами: напряжением пробоя U_m , последовательным сопротивлением R_s , и вероятностями включения и выключения микроплазмы в единицу времени P_{01} и P_{10} . Первые два параметра определяются из вольтамперной характеристики (ВАХ), а вероятностные параметры рассчитываются из экспериментальных данных по формулам:

$$\begin{aligned} P_{01} &= \frac{\nu I_0}{I_0 - \langle I_0 \rangle} \\ P_{10} &= \frac{\nu I_0}{\langle I_0 \rangle} \end{aligned}, \quad (1.11)$$

где ν – частота микроплазменных импульсов, I_0 – амплитудное и $\langle I_0 \rangle$ – среднее значения импульсного тока [1].

Микроплазменный шум $S(t)$, согласно аналитической модели микроплазменного пробоя p - n -перехода [1, 3, 4, 28], имеет вид, показанный на

рисунке 1.6, его спектр мощности $P(f)$ представлен на рисунке 1.7. Длительности импульсов и пауз между импульсами случайны и подчиняются, по теоретическим представлениям, экспоненциальному распределению. Средняя частота импульсов, наблюдаемых при комнатной температуре на экране осциллографа, обычно составляет 10–100 кГц [1]. Первый участок, «плато», напоминает белый шум, что подтверждается работами [1, 40]. На частотах, от 10^5 кГц и выше, спектральная плотность мощности распределяется по закону $1/f^\gamma$ при $\gamma > 1$ (для удобства на рисунке проведена линия тренда).



Рисунок 1.6 – Вид сигнала согласно модели А.С. Тагера

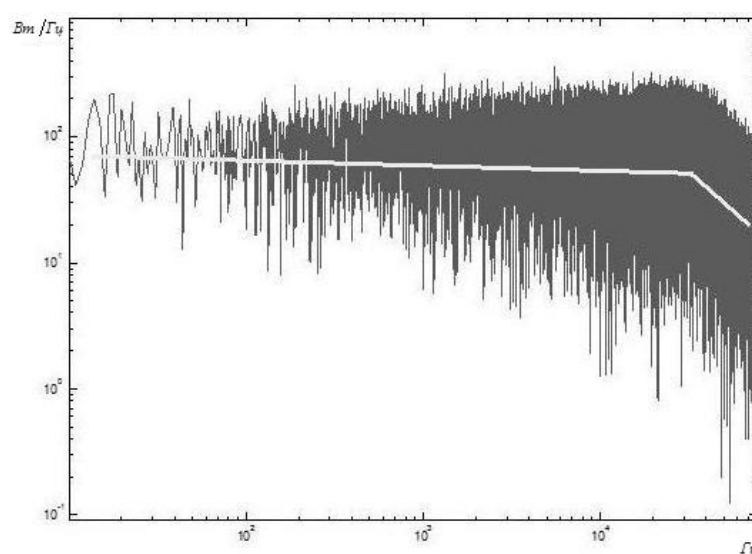


Рисунок 1.7 – Спектральная плотность мощности микроплазменного шума

Согласно формуле А.С. Тагера [3, 4, 28], спектр шума лавинообразования определяется как:

$$\langle i_n^2 \rangle_f = \frac{2q_e M^2 I}{1 + (f/f_n)^2}, \quad (1.12)$$

где q_e – заряд электрона, M – коэффициент лавинного умножения носителей, f_n – частота лавинообразования.

Проанализируем данное выражение. Коэффициент лавинного умножения при частичном лавинном пробое является постоянной величиной – $M = \text{const}$. Если $M \rightarrow \infty$, то происходит полный лавинный пробой образца, который может перейти в тепловой и привести к разрушению кристалла. В рамках данной работы рассмотрению подлежит частичный лавинный пробой. Коэффициент лавинного умножения напрямую связан с коэффициентом ионизации носителей заряда α , который, в свою очередь, равен числу электронно-дырочных пар, образуемых носителем заряда на единице пути в направлении электрического поля (см. выражение (1.1)).

Для того чтобы определить величину коэффициента лавинного умножения, необходимо знать конкретные параметры p - n -перехода: площадь, концентрации примесей, профиль легирования, ширину ОПЗ при конкретной величине напряженности электрического поля и т.д. [1]. Эти параметры обычно являются приближенными.

Вернемся к определению спектра шума лавинного пробоя. Частота лавинообразования f_n определяется:

$$f_n = \frac{1}{2\pi(M-1)\frac{\tau}{2}}, \quad (1.13)$$

где величина $\frac{\tau}{2}$ определяет характерное время лавинообразования, равное половине времени пролета носителей через ОПЗ p - n -перехода.

Вероятность включения микроплазмы и вероятность ее выключения не могут быть рассчитаны точно. Не представляется возможным и непосредственное измерение частоты лавинообразования.

Кроме того, приведенные выражения были получены А.С. Тагером [3, 28, 41] при рассмотрении лавинно-пролетных диодов и поэтому они не являются универсальными. Примером тому может служить вид сигнала (рисунки 1.8, 1.9) и спектральная плотность мощности (рисунок 1.10) твердотельной структуры на основе фосфида галлия (GaP), предназначенной для электролюминесценции в видимом диапазоне длин волн. На рисунке 1.8 по ординате отложено напряжение U_z , падающее на сопротивлении, включенном последовательно с твердотельным образцом и играющем роль нагрузки. При сопоставлении видно, что сигналы на рисунках 1.6 и 1.8, в независимости от своей амплитуды, имеют разное временное распределение.

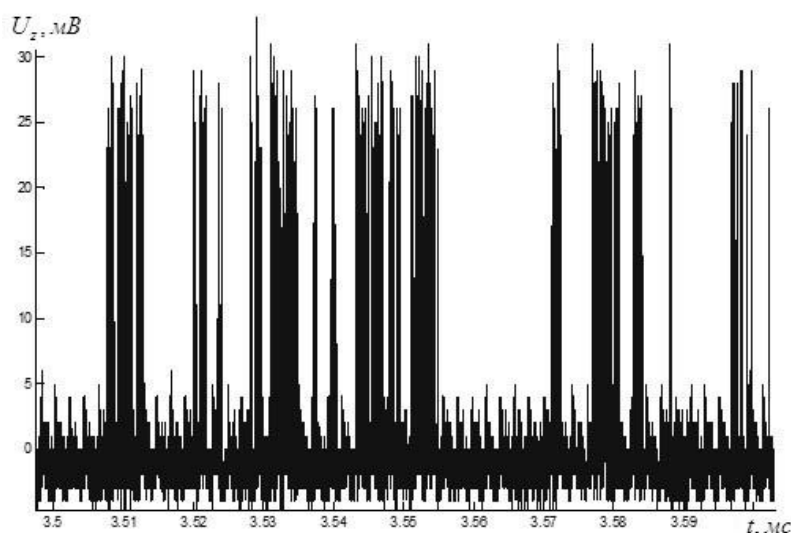


Рисунок 1.8 – Вид микроплазменного шума (структура на основе GaP)

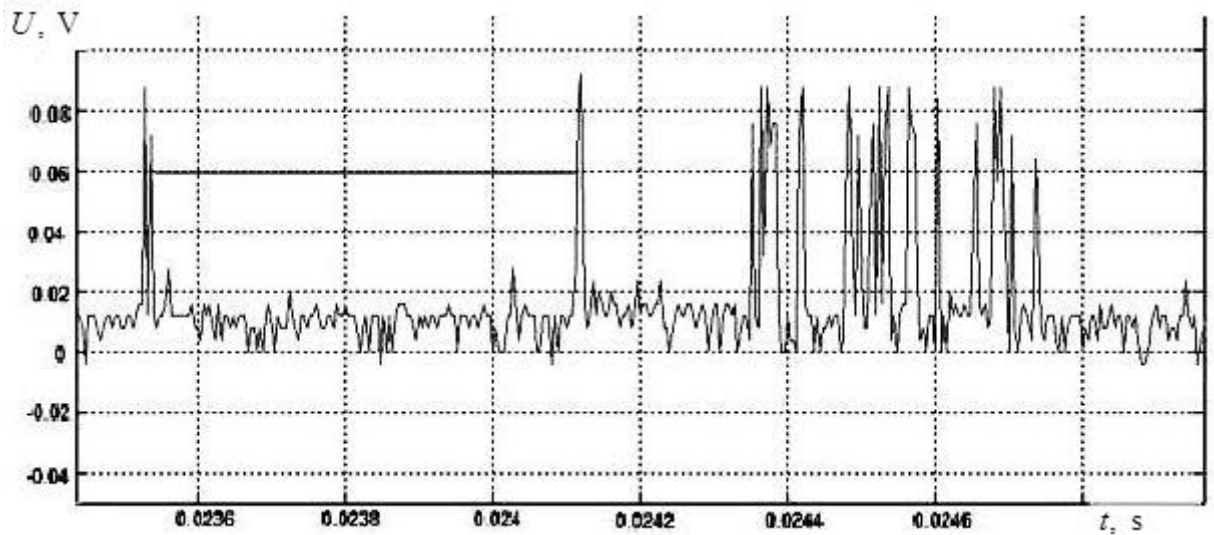


Рисунок 1.9 – Вид микроплазменного шума (структура на основе AlGaAs/AlGaAs, DH)

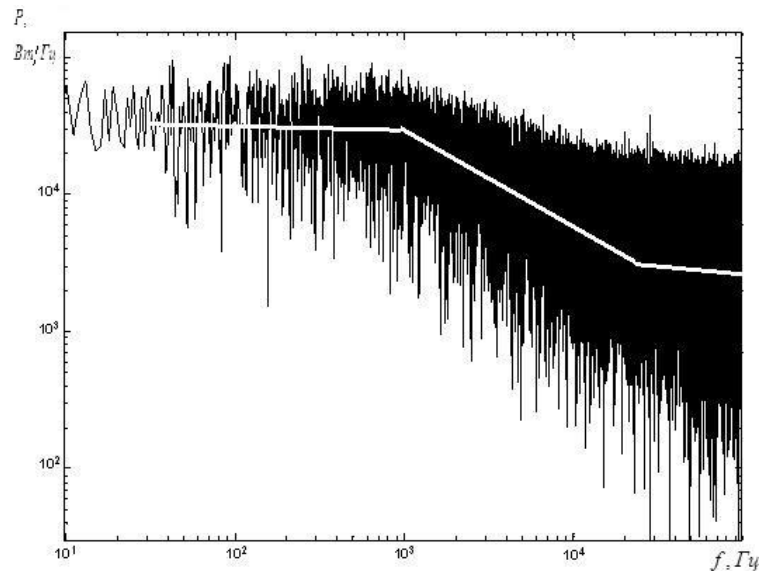


Рисунок 1.10 – Спектральная плотность мощности микроплазменного шума, отвечающая экспериментальным данным

Различаются и спектры, представленные на рисунках 1.7 и 1.10. На рисунке 1.10 белый шум наблюдается на существенно более коротком участке, чем на рисунке 1.7, – до 1 кГц. Второй и третий участки соответствуют зависимости $1/f^\gamma$ с разными показателями: $\gamma_2 > \gamma_3$. Второй участок соответствует фликкер-шуму ($1/f$ -шуму).

1.4. Физические источники шума в твердотельных приборах

Согласно работам [1, 3, 28, 42], шум лавинообразования аналогичен дробовому шуму и является следствием процессов случайного характера эмиссии и размножения электронов. Данный вид шума наблюдается в ряде твердотельных приборов: стабилитронах (лавинных диодах), лавинно-пролетных диодах (ИМРАТТ), пролетных диодах с захваченным объемным зарядом лавины (ТРАРАТТ), лавинных фотодиодах (ЛФД), лавинных гетерофотодиодах, инжекционно-пролетных (ИПД) и параметрических диодах (варакторах) [2, 3, 6, 26-28, 41-49].

Известно, что в стабилитронах до достижения напряжения стабилизации наблюдаются характерные шумы, связанные с микроплазменным механизмом лавинообразования и называемые шумами стабилизации [1, 2, 13, 28, 35, 37, 42, 45]. На обратной ветви ВАХ при этом наблюдается соответствующий изгиб.

Поскольку стабилитроны используются в стабилизаторах напряжения, низкочастотные шумы являются нежелательными и их стараются минимизировать, совершенствуя технологию изготовления. Однако, при этом шумы стабилизации информативны для диагностики стабильности работы твердотельной структуры. Так, в работе [45] была выявлена корреляция между температурной нестабильностью и интенсивностью низкочастотного шума в кремниевых стабилитронах, что дает возможность определять степень надежности стабилитрона по уровню шума. Также в данной работе указывается, что микроплазменный шум исследованного стабилитрона имеет существенную $1/f$ -составляющую.

Большое значение имеет уровень шума в ИМРАТТ- и ТРАРАТТ-диодах, а также в ИПД, поскольку они используются в усилителях и генераторах СВЧ сигналов [3, 28, 37, 42, 50], в том числе продолжают разработки сверхширокополосных генераторов шума коротковолновой части миллиметрового диапазона [41, 43, 44]. Продолжаются исследования устройств на горячих носителях с целью улучшения характеристик пролетных диодов, в том

числе увеличения их кпд. Необходимо выбирать режим работы ЛПД, оптимальный для конкретных применений.

В [44] по анализу работ [42, 51] отмечается, что в течение последних десятилетий характеристики генераторов шума на ЛПД, работающих в ИМРАТТ режиме, практически не улучшались. Ведутся исследования по анализу работы ЛПД в аномальных режимах и влияния режимов питания двухпролетных ЛПД на характеристики генераторов шума [41, 44]. Разрабатываются математические модели для описания процессов шумообразования различной природы, в том числе и происходящих при пробое лавинных диодов [3, 8, 28, 39, 43, 50, 52, 53]. Поскольку шумы определяют минимальный уровень СВЧ-сигнала, который может быть усилен, теория шумов в ЛПД очень важна и здесь также выявляется потребность в универсальном методе анализа твердотельных структур.

Шумы в ЛФД – крайне нежелательное явление. На фоне шума слабые полезные сигналы становятся неразличимыми, и потому именно шумы ограничивают возможность приемника излучения принимать любые малые сигналы и представляют важную проблему в теории и практике приемников сигналов. Также отмечается чувствительность к стабилизации напряжения смещения и температурная нестабильность ЛФД. Вопреки этому спектр применения ЛФД как датчиков и измерителей оптической информации очень широк. На сегодняшний день кремниевый ЛФД является достаточно совершенным фотоприемником в системах волоконно-оптической связи в диапазоне длин волн до 1,06 мкм, а для диапазона 1,3–1,5 мкм главное внимание сосредоточено на усовершенствовании малошумящих ЛФД на основе полупроводниковых соединений элементов III–V групп: бинарных (например, InP, GaSb), тройных и четверных (InGaAs, InGaAsP, AlGaAsSb) [27, 54]. Ищутся альтернативы и кремниевому ЛФД [46, 47].

Анализу работы ЛФД в волоконно-оптических системах связи посвящено большое количество работ. Так, в работе [55] проанализированы возможности использования ЛФД для измерения параметров оптоволоконной линии, однако

отмечается температурная нестабильность ЛФД и чувствительность к изменению обратного напряжения.

Шумы ЛФД являются доминирующим фактором, ограничивающим эксплуатационные характеристики в распределенных волоконно-оптических датчиках температуры на основе рамановского рассеяния [54, 56]. В работе [56] производится моделирование и анализ шумов ЛФД в данных датчиках, исходя из предположения, что все источники шумов имеют нормальное (гауссово) распределение плотности вероятности, а шумы от разных источников аддитивны. Данный подход является наиболее распространенным при анализе оптических систем [27, 56]. Однако, стоит заметить, что в данных работах при моделировании не учитывался фликкер-шум.

В работе [57] отмечается, что при достаточно больших длительностях регистрируемых световых сигналов при диагностике плазмы методом томсоновского рассеяния на токамаках в условиях засветки от собственного излучения плазмы выигрыш чувствительности, который обусловлен внутренним лавинным усилением тока в ЛФД, по сравнению с кремниевым фотодиодом, исчезает.

Существует необходимость удешевления разработки и диагностики ЛФД с низким уровнем шума для применения в модулях одиночного счета фотонов, которые используются в телекоммуникации, в решении конкретных задач квантовой криптографии, спектроскопии, лидарных исследованиях космоса, флуоресцентной микроскопии, в определении размеров частиц, разработке лекарственных препаратов, анализе ДНК, регистрации молекул и многих других областях [58].

Обоснование разработки методики для диагностики и измерения параметров ЛФД (в том числе шум-фактора) для электромагнитного калориметра компактного мюонного соленоида на адронном коллайдере изложено в работе [59].

В работах [48, 49] показано, что физическое проектирование ЛФД можно производить аналитически, однако данный вывод сделан на основе приближенных соотношении между коэффициентами ударной ионизации

электронов и дырок, а также приближении квазиоднородного электрического поля при вычислении туннельного тока. При этом главное внимание уделено лавинным гетеро-фотодиодам с разделенными областями поглощения и умножения на основе прямозонных полупроводников.

Актуальной остается проблема многокомпонентности шума в полупроводниковых приборах на основе лавинного умножения, в особенности остро она стоит в ЛФД. В полупроводниковых приборах наблюдаются следующие типы шумов [27, 28, 42]:

- тепловой, обусловленный тепловым движением зарядов, средний квадрат тока теплового шума описывается соотношением:

$$\langle I_{ТШ}^2 \rangle = 4k_0 T \Delta f / R, \quad (1.14)$$

где R – сопротивление, Δf – эквивалентная ширина полосы частот, k_0 – постоянная Больцмана, T – температура. Тепловой шум считается белым;

- дробовой шум является следствием движения электрона с дискретным значением заряда в заданном направлении и как случайный и независимый процесс описывается распределением Пуассона. Дробовой шум фотоприемника обусловлен флуктуациями электрического тока во времени. Проявляется в диодах при обратном смещении. Средний квадрат тока дробового шума определяется формулой Шоттки:

$$\langle I_{ДШ}^2 \rangle = 2eI_{нас} \Delta f, \quad (1.15)$$

где $I_{нас}$ – ток насыщения при обратном смещении. Дробовой шум также считается белым;

- генерационно-рекомбинационный шум (ГРШ) обусловлен флуктуациями скоростей тепловой генерации и рекомбинации свободных носителей заряда в полупроводнике. Этот тип шума проявляется только во время прохождения тока через образец и в зависимости от типа полупроводника описывается разными аналитическими выражениями. Обычно уровень ГРШ превышает уровень теплового шума. Спектр ГРШ является сложным и зависит от времени жизни носителей тока, увеличение которого приводит к усилению

низкочастотных компонент ГРШ и ослаблению его высокочастотных компонент. Для частот меньше частоты среза спектр является белым;

- взрывной шум вызывается нерегулярными локальными пробоями $p-n$ -перехода в сильных электрических полях. Как и ГРШ, взрывной шум представляется суперпозицией случайных телеграфных процессов (рисунок 1.11);

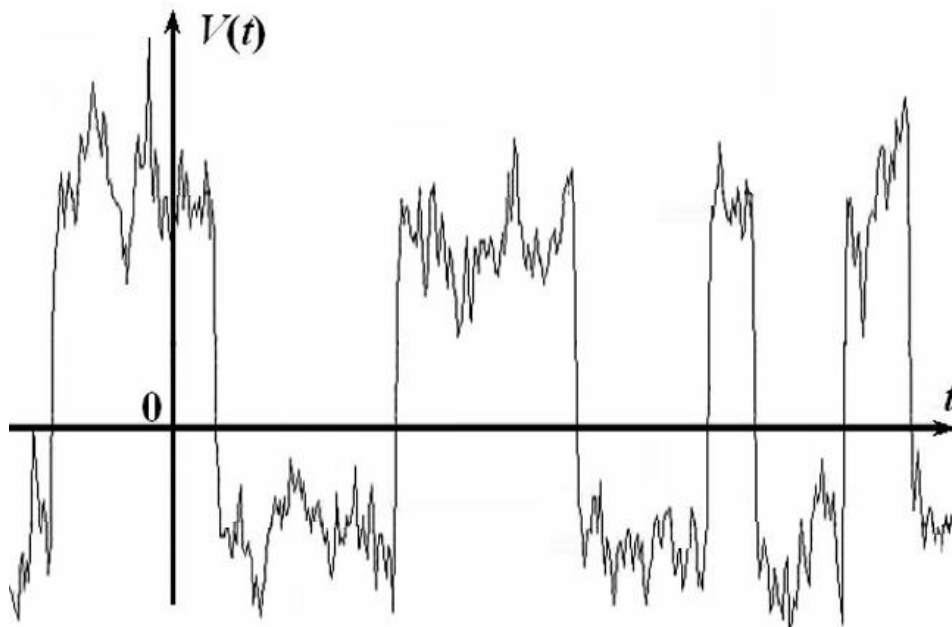


Рисунок 1.11 – Осциллограмма взрывного шума на фоне других шумов диода

- шум лавинообразования (см. п. 1.3). Стоит отметить, что при лавинообразовании увеличивается вероятность рекомбинации носителей, а значит и уровень ГРШ. Также при сравнении взрывного шума и шума лавинообразования, связанного с пробоем микроплазмы, можно выделить существенные различия, в частности: 1) амплитуда взрывного шума на три порядка меньше, чем амплитуда шума, обусловленного микроплазмой, 2) скорость включения взрывного шума не зависит от напряжения, тогда как длительность цикла микроплазменного шума меняется в зависимости от величины приложенного напряжения;

- фликкер-шум (избыточный, $1/f$ -шум), спектральная плотность мощности которого обратно пропорциональна частоте (см. п.1.6).

В литературе приводятся аналитические выражения для каждого вида шума для полупроводниковых структур разного типа, однако сложность анализа состоит в том, что в реальных полупроводниковых приборах наблюдается шум многокомпонентного состава и, как следствие, его спектр и временное распределение импульсов тока отличаются от теоретических описаний.

Поскольку в полупроводниковых приборах на горячих носителях присутствуют все виды шумов из приведенных выше, необходимо разработать подход к описанию временного распределения импульсов тока и учесть вклад разных механизмов микроплазменного пробоя.

1.5. Диагностика дефектов и прогнозирование надежности твердотельных приборов с помощью шума

Актуальной является задача диагностики твердотельных структур по уровню шума. Шум можно использовать как информативный параметр качества материалов и надежности твердотельных приборов [8, 27, 28, 37, 42, 52, 53, 60-68]. Например, в работе [64] прогнозирующим параметром выбрана спектральная плотность мощности низкочастотного шума на частоте 20 Гц.

В работе [53] обнаружено, что шумы тока утечки существенно проявляются через флуктуации оптического излучения лазеров на квантовых ямах. Эта информация дает потенциальную возможность для создания измерительных систем, контролирующих качество оптического излучения прибора путем исследования только его шумовых характеристик и временных распределений.

Шумы ЛФД часто связаны с микроплазмами [4], поэтому проблема диагностики полупроводниковых структур для ЛФД по-прежнему остается актуальной, поскольку электронно-дырочный переход должен быть совершенным, а лавинный процесс однородным по всей фоточувствительной области. Количество микроплазм уменьшается при использовании материалов с низкой плотностью дислокаций.

Уровень шума лавинообразования в ЛФД зависит от отношения коэффициентов ударной ионизации электронов α_n и дырок α_p , и он минимален в

случае когда их отношение велико, например, в кремнии $\frac{\alpha_n}{\alpha_p} \approx 20$. Однако

большинство материалов, обладающих высокой спектральной чувствительностью в диапазоне, соответствующем оптическому волокну ($1,3 < \lambda < 1,55 \mu\text{м}$), имеют близкие значения коэффициентов ударной ионизации для электронов и дырок, поэтому приходится искусственно менять отношение коэффициентов или синтезировать новые материалы, которые также нуждаются в диагностике.

1.6. Фликкер-шум

Поскольку в значительном диапазоне частот в спектре наблюдаемого сигнала спектральная плотность мощности обратно пропорциональна частоте, следует рассмотреть $1/f$ шум более подробно.

Считается, что фликкер-шум наиболее проявляет себя на низких частотах (до 1кГц) и превосходит по мощности все остальные шумы. На сегодняшний день преобладающей считается точка зрения, согласно которой механизмы возникновения $1/f$ -шумов связаны с захватом носителей заряда на поверхностные ловушки, поэтому величина шума определяется преимущественно состоянием поверхности, технологией изготовления чувствительных элементов, качеством контактов. Однако, несмотря на то, что исследования фликкер-шума ведутся уже более 80 лет [27, 28, 37, 42, 43, 52, 53, 60-62, 69-73], природа и его механизмы пока окончательно не ясны.

Основные вопросы, ответы на которые старались получить исследователи: стационарность или нестационарность $1/f$ шума; зависимость шума от среднего тока или напряжения; зависимость фликкерного шума от числа свободных носителей тока в проводнике; зависимость уровня шума от размеров проводника; температурная зависимость; изменение шума при отжиге и старении образца; влияние структурных факторов на уровень шума; влияние внутренних напряжений и механических деформаций [27, 28, 37, 42, 43, 52, 53, 60-62, 69-73].

Особенность фликкер-шума состоит в разнообразии и неповторяемости свойств, например, диоды, изготовленные в идентичных технологических режимах, имеют $1/f$ шумы, обладающие совершенно разными свойствами [73].

Основная трудность в объяснении фликкер-шума связана с его генерацией на низких частотах, для чего требуется найти физические механизмы возникновения этого шума, обладающие большими временами корреляции.

В настоящее время наиболее перспективной для развития считается модель двухуровневых систем (ДУС), согласно которой высоты локальных энергетических барьеров меняются случайным образом [28, 52, 53, 74-81]. Важная роль при этом отводится дефекту.

Каждый дефект может локализоваться около какой-либо точки образца, совершая диффузионные скачки в ее окрестности. В простейшем случае дефект имеет два метастабильных состояния, разделенных относительно низким потенциальным барьером, и создает тем самым ДУС [52, 76-78]. Дефект случайным образом переключается из одного состояния в другое и обратно, в результате чего меняются его электрофизические параметры. Локализованные дефекты могут перемещаться вдоль образца, что обусловлено диффузионными процессами. С течением времени дефект может покинуть свое место и, диффундируя через образец, обосноваться в другой точке образца и сформировать новую ДУС. Если параметры ДУС изменяются после перемещения дефекта, то возникаемый токовый шум будет нестационарным [52, 53, 60, 78].

Как известно, изменение эффективного сечения рассеяния приводит к флуктуациям подвижности свободных носителей заряда. В работе [60] показано, что для объяснения существующих данных в рамках модели флуктуаций сечения рассеяния подвижных дефектов необходимо существование следующего эффекта: увеличение степени легирования при изготовлении полупроводника должно приводить к пропорциональному уменьшению концентрации подвижных дефектов, ответственных за возникновение $1/f$ шума. Этот эффект нуждается в исследованиях.

Если модель ДУС, обусловленных наличием дефектов в твердом теле, справедлива, то методом спектроскопии низкочастотных электрических шумов можно выявлять дефекты в полупроводниках [79].

В работе [61] было показано, что уровень $1/f$ шума увеличивается при увеличении количестве дефектов в образце. Неоднородности структуры также приводят к повышению уровня фликкер-шума [80,81].

Один из подходов, используемый для объяснения возникновения фликкер-шума базируется на следующем: фликкерный шум имеет неравновесную природу и сопровождается нестационарными деградационными процессами, представляющие собой процессы установления термодинамического равновесия, то есть процессы старения. Фликкерные флуктуации параметров являются естественными для неравновесных систем, тогда как тепловые и дробовые шумы являются естественными для равновесных систем [52, 82].

Важно знать, является ли фликкер-шум гауссовым, поскольку гауссов характер шума может указывать на то, что такой шум складывается из большого числа случайных процессов. Многие модели $1/f$ шума представляют фликкерный шум как суперпозицию большого числа процессов, генерируемых независимыми источниками. В соответствии с центральной предельной теоремой такие модели предсказывают, что $1/f$ шум имеет гауссово распределение. Однако, если допустить, что справедлива модель ДУС, тогда при небольшом количестве дефектов фликкер-шум может быть негауссов. В работах [52, 83, 84] указывалось на небольшое отклонение от гауссова распределения. Кроме того, нельзя исключать, что сильная негауссовость может проявляться в полупроводниковых образцах предельно малого объема. Полупроводниковые приборы с квантово-размерными структурами (квантовыми ямами и квантовыми точками) из-за малых размеров активной области должны обладать более высокой температурной стабильностью и радиационной стойкостью, а также сравнительно небольшим количеством подвижных дефектов, которые могут производить негауссов $1/f$ шум [53].

В электронных приборах часто можно наблюдать смесь фликкерного шума со случайным телеграфным процессом (СТП). Причем СТП усложняет исследование фликкер-шума. Кроме того, СТП приводит к тому, что работа прибора становится нестабильной. Впервые СТП, представляющий собой взрывной шум, был обнаружен в обратносмещенном диоде с *p-n*-переходом. Причины возникновения СТП связаны с несовершенством структуры прибора и микропробоями образца. Некоторые исследователи предполагают [70, 72, 85], что $1/f$ шум представляет собой суперпозицию ряда СТП с различными характеристическими частотами. Другие выдвигают гипотезы о том [86], что $1/f$ шум возникает из-за флуктуация подвижности носителей, а взрывной (СТП) шум – это явление захвата носителей ловушками, ведущее к изменению числа носителей заряда и, следовательно, также к флуктуациям проводимости [53].

На сегодняшний день существует возможность разделения смеси сигналов программными методами. Например, в работе [53] при анализе фликкер-шума светодиода на квантовых точках из осциллограммы исходного шумового процесса была выделена фликкерная компонента и СТП. При этом предполагалось, что фликкерная компонента обладает гауссовым распределением. Стоит заметить, что спектральная мощность выделенной компоненты была на один-два порядка меньше, чем спектральная мощность СТП и исходного сигнала.

В работе [42] присутствует указание на то, что спектр фликкер-шума может обладать масштабной инвариантностью: полная мощность шума в диапазоне 0,1-1 Гц равна мощности шума в диапазоне 1-10 Гц или 10-100 Гц, т.е. между любыми частотами, отличающимися на порядок.

Резюмируя сказанное, можно сделать вывод, что вопрос о механизме возникновения $1/f$ шума остается открытым и в настоящее время не существует универсального инструмента для исследования его природы. Поэтому поиск инструмента для выяснения природы $1/f$ шума, с помощью которого можно проверять различные гипотезы происхождения фликкерных флуктуаций, в том числе, связанные с дефектами твердого тела, является актуальной задачей [52].

Ключом к пониманию физики $1/f$ шума может являться анализ особенностей формы данного сигнала [42].

1.7. Выводы по главе и постановка задачи исследования

Результаты анализа физики микроплазменного пробоя выявили следующее:

1. По-прежнему не существует универсальных методик получения зависимостей коэффициентов ударной ионизации от напряженности электрического поля $\alpha(E)$. Непроясненными остаются механизмы взаимодействия «горячих» носителей с кристаллической решеткой. Возможно, это служит причиной неправдоподобно высоких коэффициентов ударной ионизации. Поэтому необходимо разработать инструмент для изучения физики горячих носителей.

2. Разброс значений диаметров микроплазм в 10 раз дает основания считать эти цифры неточными. Во-первых, область свечения, которая наблюдается на кристалле, может охватывать не одну, а несколько микроплазм. Во-вторых, мы наблюдаем световой поток, созданный фотонами, которые генерируются в результате излучательной рекомбинации. Но ведь деятельность микроплазмы может приводить и к безызлучательной рекомбинации. И в-третьих, часть излучения может поглощаться самим кристаллом. Таким образом, с помощью визуального способа представляется возможность определения только размеров области свечения, а не диаметра самой микроплазмы. Кроме того, определяя диаметр микроплазмы, необходимо также учитывать фактор саморазогрева структуры, в результате действия которого могут измениться размеры микроплазмы и механизмы поставки носителей. Механизмы поставки носителей в область пробоя, в свою очередь, очень трудно анализируемы в каждом конкретном случае.

3. В настоящее время преобладающей считается гипотеза, согласно которой, носители поставляются в канал микроплазмы в результате эмиссии с глубоких примесных уровней, что определяет вероятность включения микроплазмы. Вероятность её выключения определяется саморазогревом структуры. Однако

экспериментальные данные о временных распределениях импульсов тока свидетельствуют о более сложном механизме микроплазменного пробоя. Поэтому следует учитывать зависимость концентрации, подвижности, длины свободного пробега от изменения температуры и напряженности электрического поля.

4. Шумы твердотельных устройств при лавинном пробое в одних случаях представляют собой нежелательное явление и подлежат минимизации, тогда как в иных случаях служат основой для создания генераторов шума и усилителей СВЧ сигналов. Поэтому необходимо разработать универсальный метод анализа шумов твердотельных структур различного назначения.

5. Практика использования шумовых характеристик при диагностике твердотельных приборов показывает, что для получения максимально возможной информации о потенциально опасных дефектах необходимо учитывать все виды шумов, наблюдаемые в конкретном образце. Таким образом, необходимо разработать простой в использовании и дешевый инструмент для комплексного анализа твердотельных структур.

6. Поскольку уровень шума лавинообразования зависит от отношения коэффициентов ударной ионизации электронов α_n и дырок α_p , и в случае их равенства он максимален, то для изучения микроплазменного шума целесообразно использовать материал, в котором $\alpha_n = \alpha_p$, например, GaP.

Анализ состояния вопроса физики микроплазменного пробоя в твердотельных структурах показал, что до настоящего времени отсутствуют системные представления об импульсообразовании лавинного тока, описание их временного распределения и спектра шума, отвечающее экспериментальным данным. Наличие подобных результатов служит основанием для проведения исследований. Отсюда вытекают основные задачи диссертационного исследования:

1. Разработать и реализовать программное обеспечение по экспериментальному определению временных распределений микроплазменных импульсов.

2. Разработать и реализовать подход к описанию микроплазменного пробоя и осуществить его систематику, теоретическое обоснование и применение для решения физико-технических задач.

3. Установить закономерности импульсообразования в различных стадиях развития лавинного пробоя твердотельных структур.

Глава 2. Методика эксперимента и его результаты

2.1. Структура исследуемых образцов

В ходе исследований использовались твердотельные структуры на основе InGaN/SiC, AlGaAs/AlGaAs, AlInGaP/GaAs и GaP:N, однако, центральные выводы сделаны по результатам исследований GaP:ZnO-структур. Они и были выбраны основными объектами исследования по причине равенства коэффициентов ионизации электронов и дырок $\alpha_n = \alpha_p$. Фосфидгаллиевые *p-n*-переходы, используются, в частности, в светодиодах АЛ102АМ (GaP:ZnO), излучение которых соответствует красному цвету.

Кристалл светодиода представляет собой эпитаксиальную *p-n*-структуру. На монокристаллической подложке фосфида галлия *n*-типа проводимости, легированной теллуrom, с концентрацией основных носителей заряда $(6 \div 9) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и плотностью дислокаций не более $2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$ методом жидкофазной эпитаксии наращивался *p*-слой толщиной около 15 мкм. В процессе выращивания *p*-слоя проводилось его легирование акцепторной примесью цинка и кислорода. Изоэлектронный комплекс ZnO способствует увеличению электролюминесценции в диапазоне длин волн, соответствующих красному цвету. Кислород создает глубокий донорный уровень. В процессе эпитаксии цинк активно диффундирует в *n*-область. Примесный профиль вблизи *p-n*-перехода представлен на рисунке 2.1 [8, 31-33].

Излучение выводится со стороны *p*-типа, поэтому контакт к кристаллу с этой стороны выполняется точно (см. рисунок 2.2). Контакты со стороны подложки подводятся как показано на рисунке 2.2в.

Для повышения квантового выхода излучения на поверхность кристалла методом вакуумного напыления наносится просветляющее покрытие из нитрида кремния. Окна для омических контактов изготавливались путем фотолитографии и плазмохимическим травлением. Контакты создавались химическим

никелированием и электрохимическим осаждением золота и сплавов Ni-Au-Ge и Ni-Sn [8].

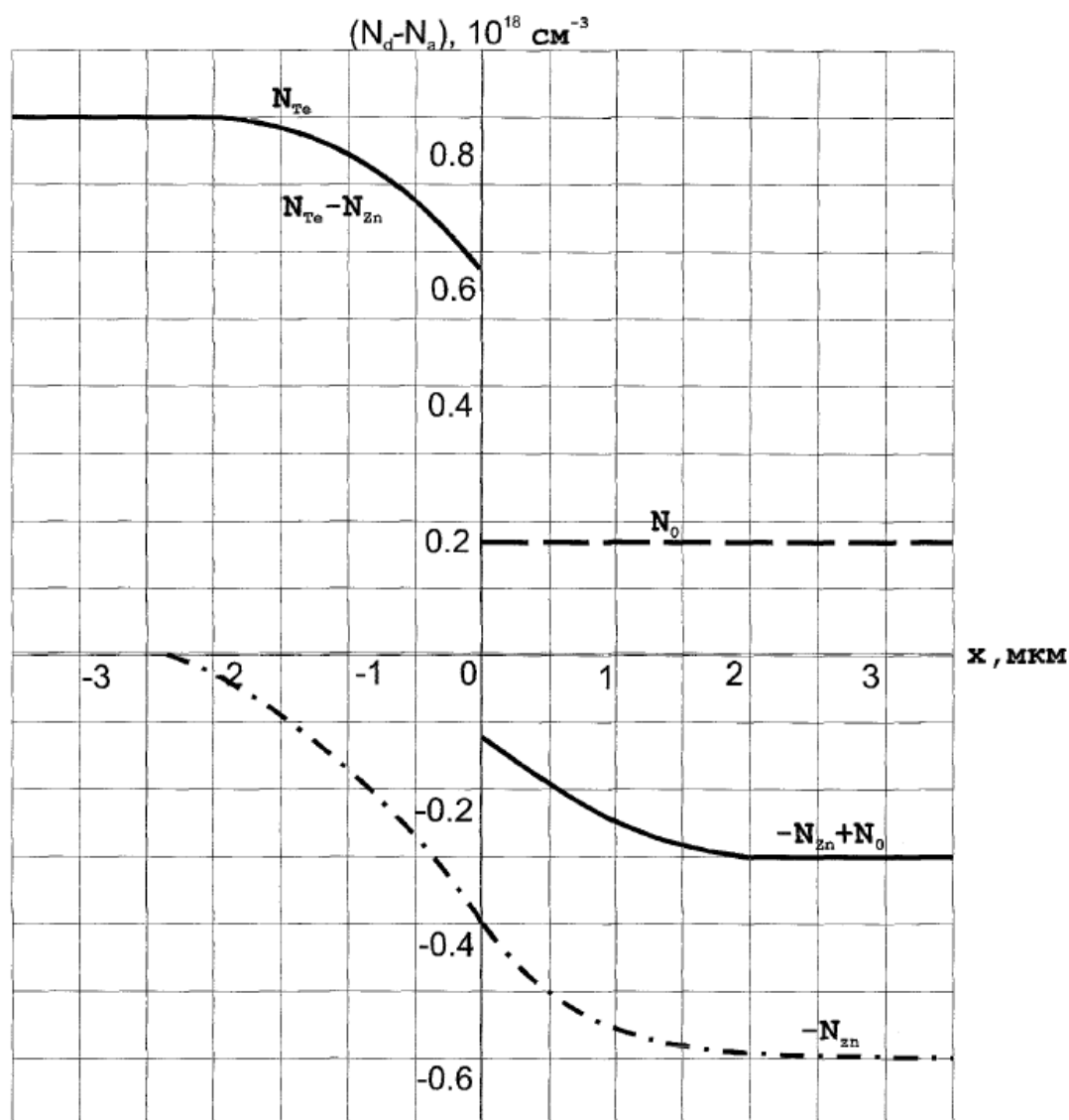


Рисунок 2.1 – Примесный профиль вблизи p - n -перехода в GaP:ZnO-структурах [8]

Сами кристаллы имели квадратную форму 0.35 ± 0.02 мм и толщину 270 - 330 мкм (см. рисунок 2.2).

На первом этапе экспериментального исследования необходимо было отобрать те структуры, в которых при обратных смещениях наблюдается именно лавинный, а не туннельный пробой.

При лавинном пробое при увеличении температуры возрастают колебания атомов в узлах кристаллической решетки, следовательно, длина свободного

пробега уменьшается. В этом случае, для того чтобы носитель на длине свободного пробега приобрел энергию, достаточную для ионизации атомов, потребуется большая напряженность электрического поля, т.е. увеличение приложенного напряжения. Таким образом, с ростом температуры напряжение пробоя увеличивается. Для лавинного пробоя характерно смещение кривой вольтамперной характеристики (ВАХ) в сторону высоких обратных напряжений при повышении температуры (см. рисунок 2.3).

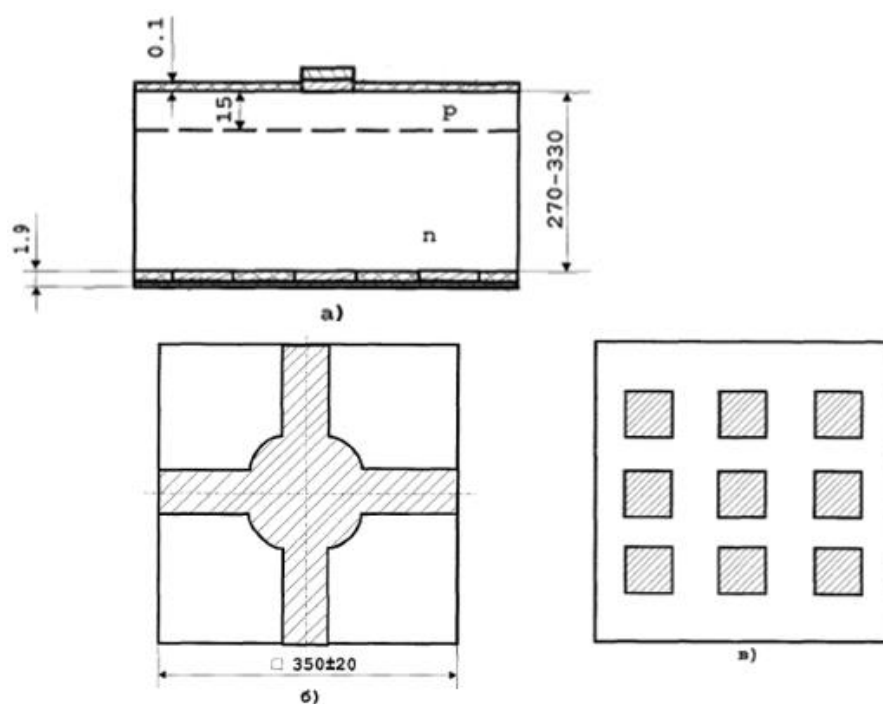


Рисунок 2.2 – Структура кристалла светодиода АЛ102АМ: а) вид сбоку б) вид сверху в) вид снизу. Размеры указаны в микрометрах [8]

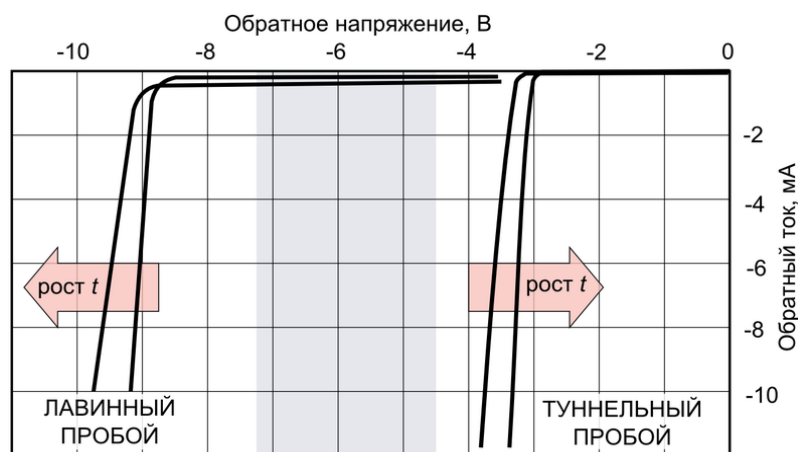


Рисунок 2.3 – Смещение вольтамперной характеристики при пробое

Вид пробоя конкретных промышленных светодиодов видимого спектра красного свечения (материалы: AlGaAs/AlGaAs DH, GaP, AlInGaP/GaAs) был определен экспериментально с помощью нагрева в лабораторной печи [А8]. Образцы помещались в лабораторную печь, ВАХ снималась в трех режимах: при комнатной температуре до нагрева, при температуре 100-105°C и после остывания до комнатной температуры. Соответствующие графики представлены на рисунке 2.4.

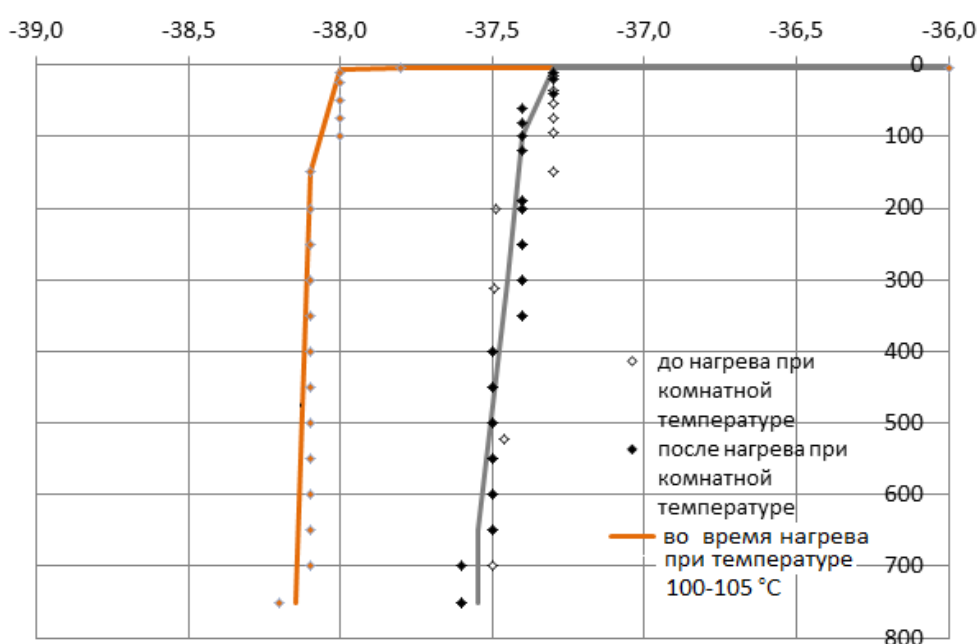


Рисунок 2.4 – Результаты эксперимента: вольт-амперные характеристики до и после нагрева образцов

При анализе экспериментально полученных ВАХ светодиодов по их смещению при нагреве было выявлено, что в данных типах светодиодов реализуется лавинный пробой [8].

2.2. Экспериментальная установка для исследования лавинного пробоя

Для анализа режима частичного лавинного пробоя светодиода была сконструирована экспериментальная установка, схема которой представлена на рисунке 2.5.

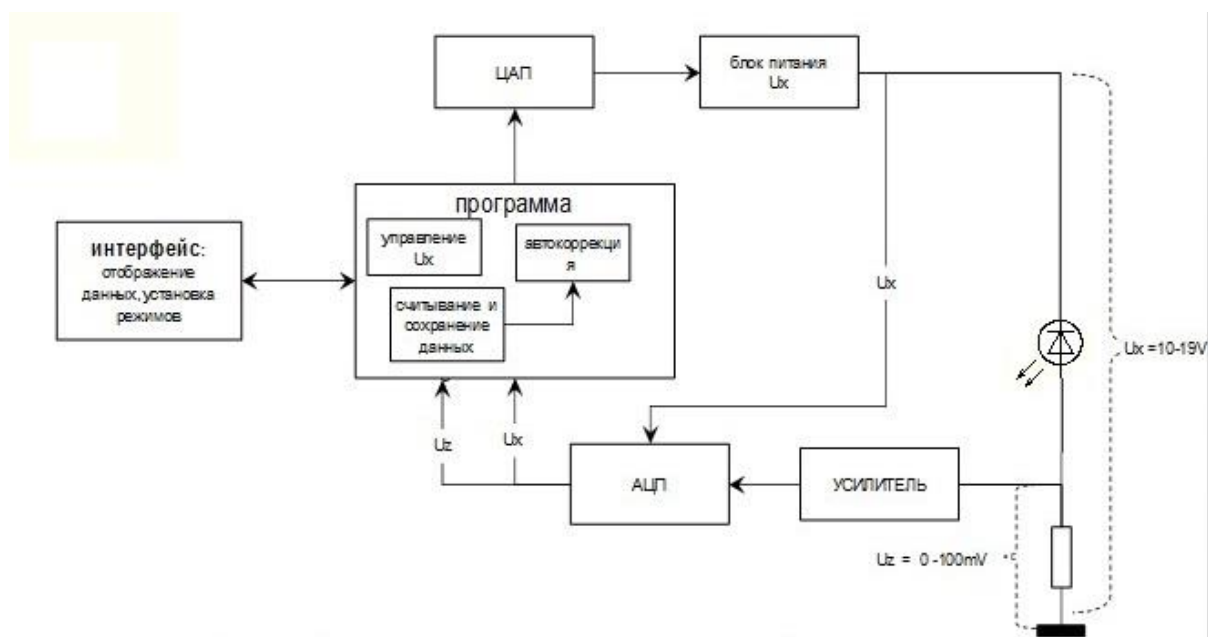


Рисунок 2.5 – Структурная схема экспериментальной установки

На GaP-структуры подавалось постоянное обратное напряжение U_x от 10 до 19 В. Сигнал U_z , получаемый на нагрузке светодиода, усиливался и поступал на аналого-цифровой преобразователь (АЦП). Дальнейшая обработка сигнала с АЦП осуществляется с помощью математического пакета Matlab. Имелась возможность программного управления напряжением, подаваемым на структуру.

Сверху над структурой размещался микроскоп с видеокамерой, позволяющий в режиме реального времени на экране монитора наблюдать за светящимися областями на кристалле. Также имелась возможность видеозаписи.

2.3. Методика эксперимента и предварительный анализ

Методика эксперимента заключалась в следующем. На светодиоды подавалось обратное напряжение от 10 до 19 В. Управление напряжением питания осуществлялось программируемым образом, ступенчато на 0.005 В до тех пор, пока не появлялась первая микроплазма. После этого скорость роста напряжения снижалась, но его продолжали увеличивать до появления следующей микроплазмы. Процесс продолжался до тех пор, пока не исчезали импульсы обратного тока и изменения последнего не начинали носить монотонный

характер, т.е. полупроводник переходил в режим развитого лавинного пробоя. При этом производилась запись сигнала в память компьютера и его отображение в реальном времени на экране в окне Matlab. Имелась возможность произвести запись повторно: либо удалив предыдущую, либо поверх существующей. Следуя предложенной методике, были записаны данные для 300 твердотельных структур.

На основании этих данных для каждого образца строилась вольтамперная характеристика, пример которой представлен на рисунке 2.6. По оси абсцисс отложено обратное напряжение U_x в вольтах, подаваемое на образец, а по оси ординат – обратный ток в микроамперах. С помощью специально разработанного программного обеспечения для каждой точки ВАХ можно посмотреть осциллограмму импульсного тока через образец (рисунок 2.6). По абсциссе отложено время в миллисекундах, по ординате -- напряжение U_z , падающее на нагрузке.

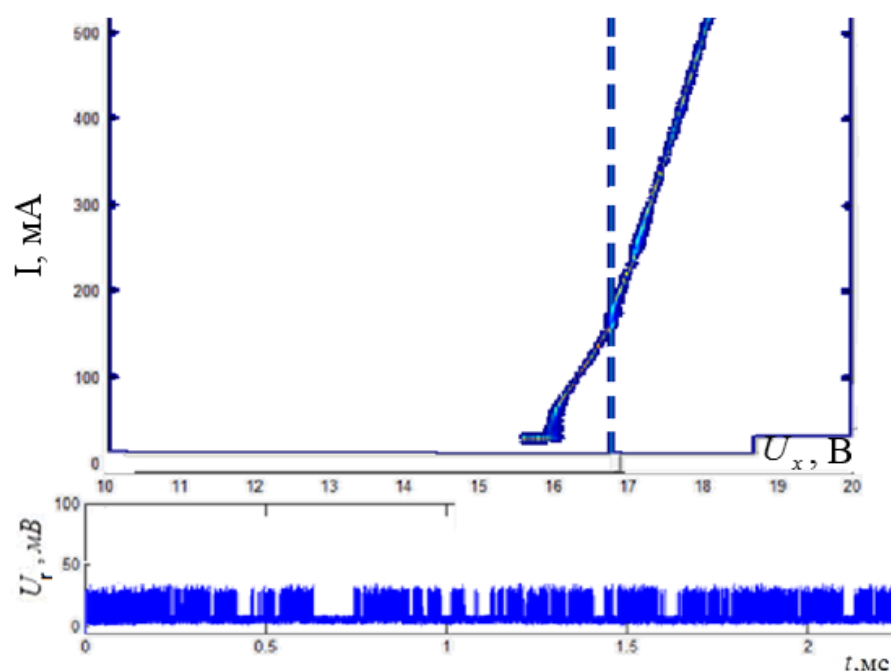


Рисунок 2.6 – Вольтамперная характеристика и осциллограмма

Далее записанные вольтамперные характеристики и осциллограммы импульсов подвергались анализу.

Наибольший интерес представляет режим, когда насыщение еще не достигнуто, но небольшой ток в виде импульсов через p - n -переход уже течет (см. рисунок 2.7а). С дальнейшим увеличением напряжения амплитуда импульсов растет (см. рисунок 2.7б) в зависимости от количества включенных микроплазм, а близко расположенные импульсы сливаются (см. рисунок 2.7с) и паузы между ними сокращаются (см. рисунок 2.7д). Это продолжается до тех пор, пока через светодиод, включенный в обратном направлении, не начинает течь практически постоянный ток (см. рисунок 2.7е).

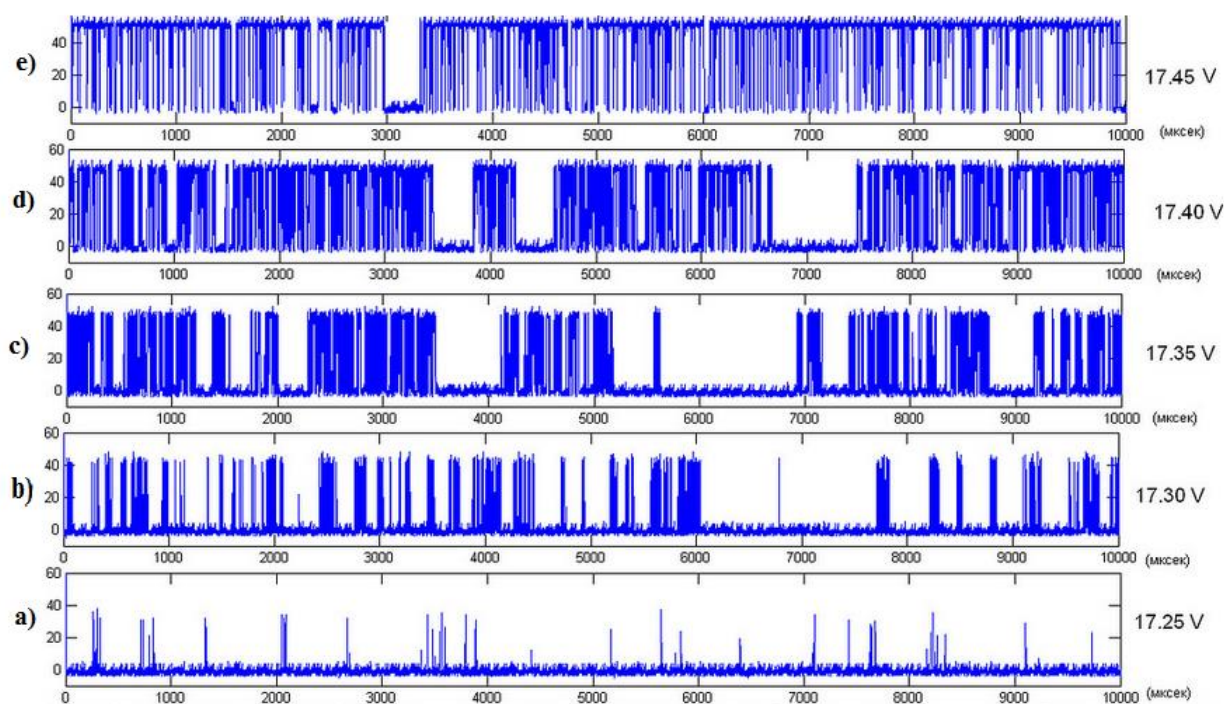


Рисунок 2.7 – Осциллограмма микроплазменных импульсов при различных обратных напряжениях

Было отмечено, что интервалы между импульсами микроплазменного тока имеют разные длительности, отличающиеся до нескольких десятков раз. На рисунке 1.6 был представлен микроплазменный шум согласно модели А.С. Тагера [3, 4, 28]. Сигнал, полученный экспериментальным путем, имеет иной вид (см. рисунки 2.6, 2.7). По ординате отложено напряжение U_z , падающее на нагрузке светодиода. Видно, что сигналы, в независимости от своей амплитуды, имеют разное временное распределение.

Отличный от спектра, представленного на рисунке 1.7, вид и более сложную структуру имеет спектр микроплазменного шума, полученный в экспериментальных исследованиях (см. рисунок 2.8). Белый шум, который является следствием случайных процессов при лавинном умножении, наблюдается на существенно более коротком участке – до 1 кГц. Второй и третий участки соответствуют зависимости $1/f^\gamma$ с разными показателями степени:

$$\gamma_2 > \gamma_3.$$

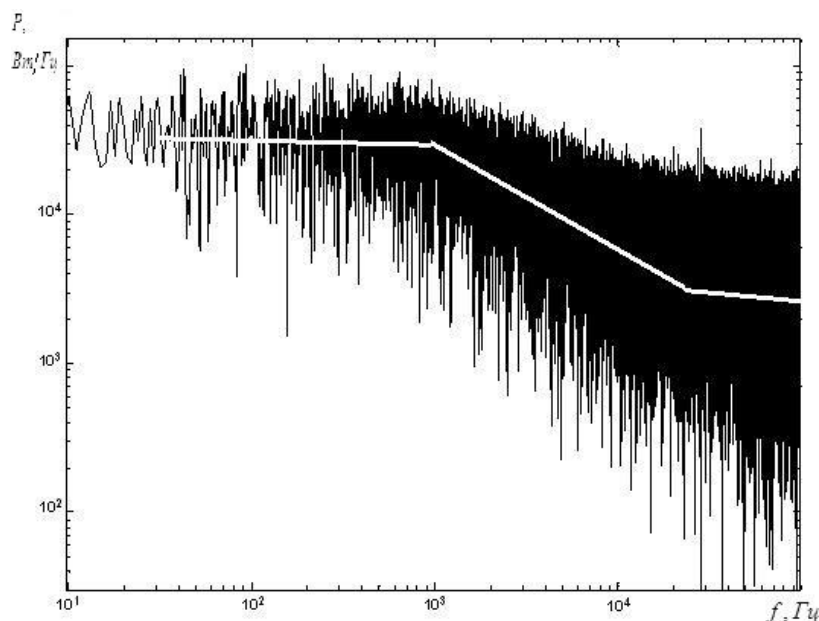


Рисунок 2.8 – Спектр микроплазменного шума GaP:ZnO

Различен и вид эмпирических функций распределения длительности интервалов между импульсами, представленных на рисунке 2.9. В первом случае, исходя из существующих в литературе представлений, по результату математического моделирования с использованием математического генератора случайных чисел строилась гистограмма. Во втором случае считалось количество временных интервалов n между импульсами микроплазменного шума, лежащих в соответствующих диапазонах по оси абсцисс: от $X(i)$ до $X(i)+dt$.

Эмпирическая функция распределения (рисунок 2.9, кривая 2) с имеющимися особенностями появления длинных временных интервалов между импульсами является косвенным признаком того, что случайный ряд импульсов

всё-таки имеет структуру и может обладать свойством самоподобия, т.е. фрактальности. Этот факт потребовал дальнейших исследований.

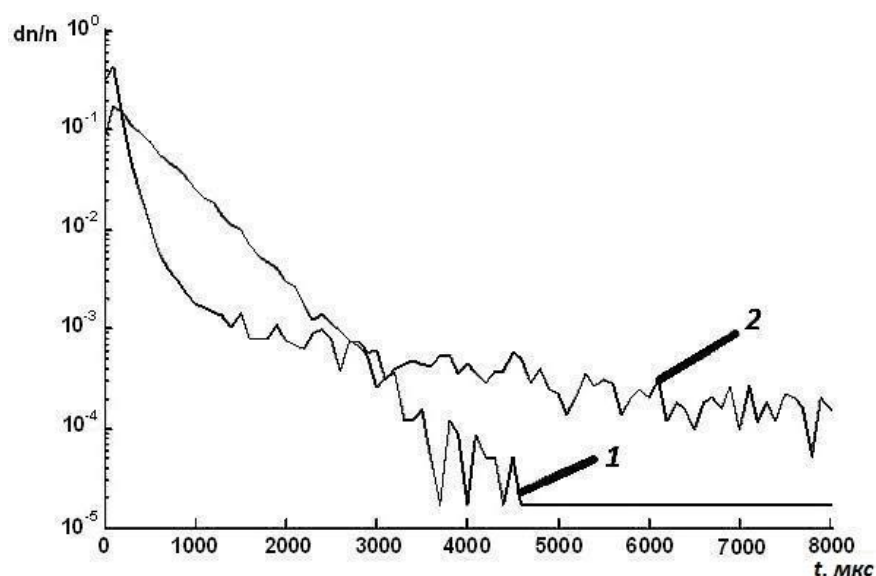


Рисунок 2.9 – Эмпирические функции распределения:

1 – график эмпирической функции распределения согласно модели А.С. Тагера, 2 – график эмпирической функции распределения, полученной из экспериментальных данных

2.4. Математическая и физическая сущность фракталов

Фрактал (лат. fractus — дроблёный) — термин, введённый Бенуа Мандельбротом в 1975 году [87] для обозначения нерегулярных, но самоподобных структур, которыми он занимался. Мандельброт обобщил и систематизировал кажущиеся в то время неудобными математические множества и построил понятную теорию. Работа Мандельброта была стимулирована передовыми компьютерными технологиями, которые позволили генерировать, визуализировать и исследовать различные множества.

После этого в науку и технику начали стремительно проникать идеи дробных размерностей, дробных операторов, недифференцируемых функций. Данные математические понятия, объединенные с физикой фракталов, привели к эффективным методам решения многих научно-технических задач.

Фракталами принято называть геометрические объекты: линии, поверхности, пространственные тела, имеющие сильно изрезанную форму и обладающие свойством самоподобия. Самоподобие как основная характеристика фрактала означает, что он более или менее единообразно устроен в широком диапазоне масштабов. Так, при увеличении маленькие фрагменты фрактала становятся очень похожими на большие. Это предопределяет масштабную инвариантность (скейлинг) основных геометрических особенностей фрактального объекта, их неизменность при изменении масштаба [88, 89].

Строгое определение понятию «фрактал» дать достаточно сложно. Кеннет Фальконер в работе [90] предложил дать определение, используя ряд ключевых признаков, по которым можно отличить фрактальный объект F от нефрактального:

1. Множество F более или менее единообразно устроено в широком диапазоне масштабов;
2. F невозможно описать на традиционном языке евклидовой геометрии вследствие высокой неправильности в глобальном и локальном смысле;
3. Обычно F обладает некоторого рода самоподобием или самоафинностью, возможно в статистическом смысле;
4. Обычно фрактальная размерность F больше его топологической размерности;
5. Часто F получается путем простых преобразований, например аддитивной комбинацией несоизмеримых колебаний, или рекурсией;
6. Обычно F напоминает форму природного объекта или процесса [90, 91].

В основном фракталы делят на геометрические, алгебраические и стохастические. При определенных условиях стохастические фракталы могут называться мультифракталами.

Однако существуют и другие классификации, например, рукотворные и природные фракталы. К рукотворным относятся те фракталы, которые были придуманы учёными, они при любом масштабе обладают фрактальными свойствами. На природные фракталы накладывается ограничение на область

существования — то есть максимальный и минимальный размер, при которых у объекта наблюдаются фрактальные свойства. Также фракталы бывают детерминированные (алгебраические и геометрические) и недетерминированные (стохастические).

При описании свойств фрактала важную роль играет такая его характеристика как фрактальная размерность. Пусть d — обычная Евклидова размерность пространства, в котором находится фрактальный объект ($d=1$ — линия, $d=2$ — плоскость, $d=3$ — трехмерное пространство). Покроем теперь этот объект целиком d -мерными «шарами» радиуса r . Предположим, что нам потребовалось для этого не менее, чем $N(r)$ шаров. Тогда, если при достаточно малых r величина $N(r)$ меняется с r по степенному закону

$$N(r) \sim 1/r^D, \quad (2.1)$$

то D — есть размерность Хаусдорфа-Безиковича или фрактальная размерность данного объекта.

Также формулу (2.1) можно представить в виде

$$D = -\lim_{r \rightarrow 0} \frac{\ln N(r)}{\ln r} \quad (2.2)$$

Это и служит общим определением фрактальной размерности D . В соответствии с определением величина D является локальной характеристикой данного объекта. Также формулу (2.2) называют выражением для расчета фрактальной размерности ёмкостного типа.

Мультифракталы — это неоднородные фрактальные объекты, для полного описания которых, в отличие от регулярных фракталов, недостаточно введения всего лишь одной величины, фрактальной размерности D , а необходим целый спектр таких размерностей. Причина заключается в том, что наряду с чисто геометрическими характеристиками, определяемыми величиной D , такие фракталы обладают и некоторыми статистическими свойствами [88, 89].

Процедуру построения фрактального ряда можно проиллюстрировать с помощью однородного канторовского множества, показанного на рисунке 2.10.

Первоначально берется отрезок прямой единичной длины. Затем он делится на три равные части и отрезок в середине, находящийся между точками $1/3$ и $2/3$, изымается. Это первый шаг итерационной процедуры. На втором шаге подобной же процедуры деления на три равные части и последующего удаления середины подвергается каждый из двух оставшихся отрезков. Так продолжается до бесконечности. Суммарная длина (мера) получившихся в пределе отрезков равна нулю, так как мы исключили в результате длину, равную 1. Следовательно, возникшее множество представляет собой бесконечное число изолированных точек, которое и получило название канторовского множества.

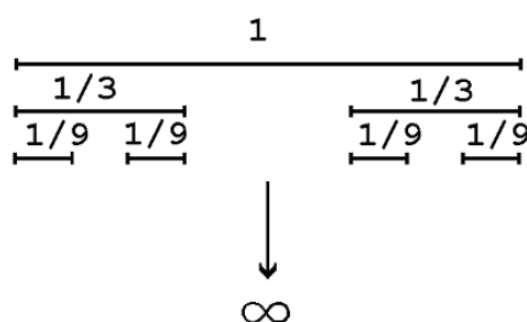


Рисунок 2.10 – Канторово множество

Вычислим теперь фрактальную размерность этого множества. Воспользуемся для этого формулой (2.2). Очевидно, что на n -м шаге построения имеется 2^n отрезков длиной $1/3^n$ каждый. Поэтому в качестве $N(r)$ на этом шаге мы можем взять величину 2^n , а в качестве r – величину $1/3^n$. Предел $r \rightarrow 0$ соответствует пределу $n \rightarrow \infty$. Поэтому фрактальная размерность равна

$$D = -\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{\ln 2^n}{\ln(1/3^n)} = \frac{\ln 2}{\ln 3} = 0,6309.$$

Она оказалась меньше Евклидовой размерности пространства ($d=1$), в котором располагается это множество, но все-таки, несмотря на то, что длина его равна нулю, отлична от нуля, т.е. больше топологической размерности элементов (точек) этого множества [88].

Существует несколько типов фрактальной размерности. Определение размерности Хаусдорфа ёмкостного типа дано выше (см. (2.1) и (2.2)), где

рассматривается «покрытие» объекта шарами радиуса r . Также существует размерность Минковского, которая определяется как:

$$D = \lim \frac{\ln(N_\varepsilon)}{-\ln(\varepsilon)}, \quad (2.3)$$

где N_ε – минимальное число множеств диаметра ε , которыми можно покрыть исследуемое множество.

В большинстве случаев размерности Хаусдорфа и Минковского совпадают. Исключения составляют незамкнутые множества.

В ряде случаев удобнее считать корреляционную фрактальную размерность. Пусть имеется странный аттрактор A , $\{x_i, i = 1, \dots, n\}$ -- множество точек, лежащих на аттракторе (см. рисунок 2.11), а $N_x(\varepsilon)$ -- число точек x_i , попадающих внутрь шара радиусом ε с центром в X . Усредним $N_x(\varepsilon)$ по большому числу точек x_i . Получим величину $C(\varepsilon)$, которая зависит от ε следующим образом:

$$C(\varepsilon) \sim \varepsilon^d,$$

где величина d будет являться корреляционной фрактальной размерностью.

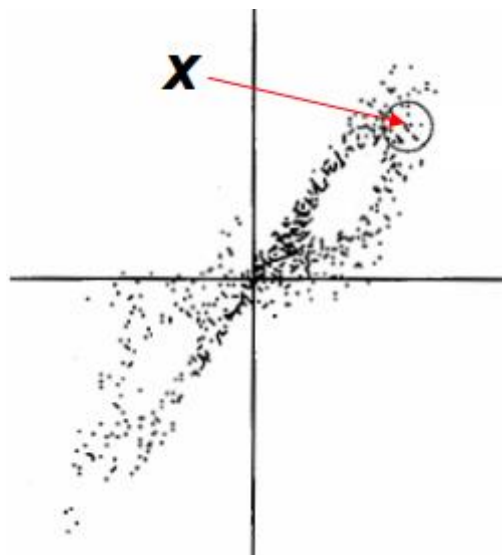


Рисунок 2.11 – Множество X

Оценивая информационную энтропию, пользуются определением информационной размерности, которую можно определить как скорость увеличения количества информации при увеличении точности измерения или

среднюю информацию, необходимую для выявления занятой емкости с размером этой емкости:

$$D = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{-\lg p_\varepsilon}{\lg \frac{1}{\varepsilon}}, \quad (2.4)$$

где p_ε – вероятность обнаружения точки ε в заданной области.

Помимо величины фрактальной размерности для оценки фрактальности можно использовать персистентность и её характеристику – постоянную Хёрста. Персистентность – это способность системы сохранять своё состояние в последующие временные промежутки. Фрактальная размерность временных рядов и постоянная Хёрста связаны соотношением:

$$D = 2 - H \quad (2.5)$$

2.5. Методика исследования сигнала на фрактальность

Исходя из удобства расчетов, в качестве критерия оценки фрактальности временного ряда нами было выбрано вычисление фрактальной размерности ёмкостного типа по Хаусдорфу. В системе символьной математики Matlab был разработан и реализован соответствующий алгоритм расчета [А2, А3, А12]:

1. Обнулялись все значения сигнала меньше выбранного уровня аппаратных шумов 15%;
2. С помощью вейвлет-анализа определялись моменты локальных экстремумов значений сигнала по оси Y. В результате получали ряд значений экстремумов и ряд соответствующих им моментов времени (ряд точек на оси X);
3. Первая итерация: выбирался отрезок равный половине длины исследуемого ряда точек. Его начало совмещалось с первой точкой ряда. Он «перекрывал» некоторое число точек. Совмещалось его начало со следующей «непокрытой» точкой. Определялось количество перекрытий, которых на данной итерации может быть одно или два;
4. Вторая итерация: отрезок делится пополам, и аналогично п.3 считается количество перекрытий ряда (от одного до четырех);

5. Процесс продолжался на i шагов;
6. В результате получалась зависимость количества перекрытий (n) от длины используемого отрезка (dt) и строился график зависимости $\ln(n)$ от $\ln(1/dt)$;
7. Полученная кривая аппроксимировалась прямой с помощью метода наименьших квадратов и определялся тангенс угла ее наклона.

Тангенс угла наклона аппроксимирующей прямой к оси X рассматривался как характеристика фрактальности и персистентности исходного ряда.

Таким образом формулу (2.2) можно представить в виде:

$$D = 1 + \lim_{dt \rightarrow 0} \frac{\ln n}{\ln(1/dt)}, \quad (2.6)$$

где dt – длина вычлняемого отрезка исследуемого временного ряда, n – количество покрытий отрезками известной длины dt [A4].

Для верификации алгоритм был применен к конечному подмножеству известного Канторова множества. Оно образовывалось путем удаления из единичного отрезка его средней трети на каждой итерации. Если рассмотреть середины образующих его отрезков, и перемешать их, сохраняя интервалы между точками и перемешивая точки по временной оси, то полученное множество точек имеет сходство с исследуемым временным рядом импульсов микроплазменного тока. Если за основу построения взять обобщение Канторова множества (удаляется из отрезка средняя часть произвольного размера), то сходство может быть еще более существенным.

Варьируя размер удаляемой части отрезка на каждой итерации процесса построения множества, можно получить ряд точек со структурными параметрами очень близкими к параметрам временных рядов, порожденных лавинным пробоем (рисунок 2.12).

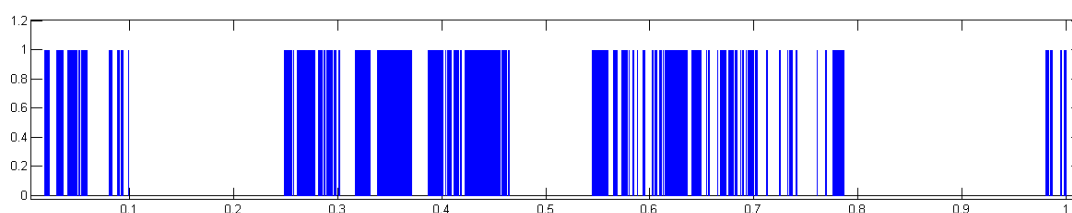


Рисунок 2.12 – Обобщенное Канторово множество

Фрактальная размерность Канторова множества равна:

$$D = \frac{\ln(n)}{\ln(N)} \approx 0,63$$

С помощью разработанного алгоритма были получены кривые фрактальной размерности. Расчетное значение фрактальной размерности Канторова множества совпало с теоретическим [A12].

На рисунке 2.13 показана зависимость фрактальной размерности от величины вычлняемого отрезка при формировании Канторова множества. Чем меньше размер удаляемой части, тем сильнее проявляются фрактальные свойства ряда [12].

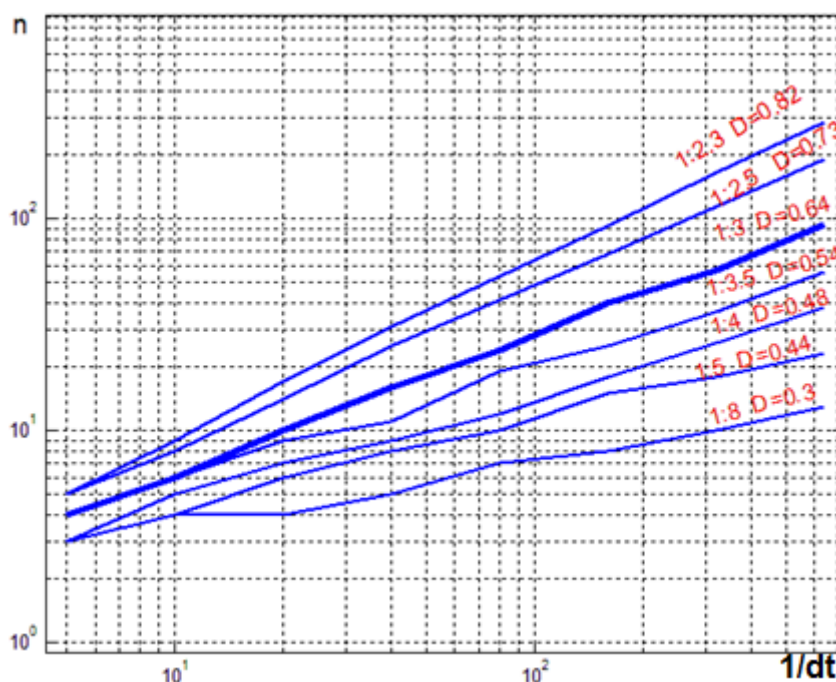


Рисунок 2.13 – Определение фрактальной размерности обобщенного Канторова множества

Проверенный на Канторовом множестве алгоритм был применён к исследуемому временному ряду импульсов микроплазменного тока при различных значениях прикладываемого к структуре обратного напряжения.

2.6. Фрактальные свойства микроплазменного шума

С помощью алгоритма, описанного в предыдущем параграфе и по формуле (2.6), были рассчитаны фрактальные размерности ёмкостного типа D , связанные с постоянной Хёрста H (скейлинговый параметр), которая является характеристикой персистентности процесса.

По полученным значениям D построены соответствующие кривые для различных значений обратного напряжения, осциллограммы которых были представлены на рисунке 2.7. Кривые фрактальной размерности для различных значений обратного напряжения показаны на рисунке 2.14. На графике рядом с кривыми приведены значения обратного напряжения V и величины рассчитанных ёмкостных фрактальных размерностей D .

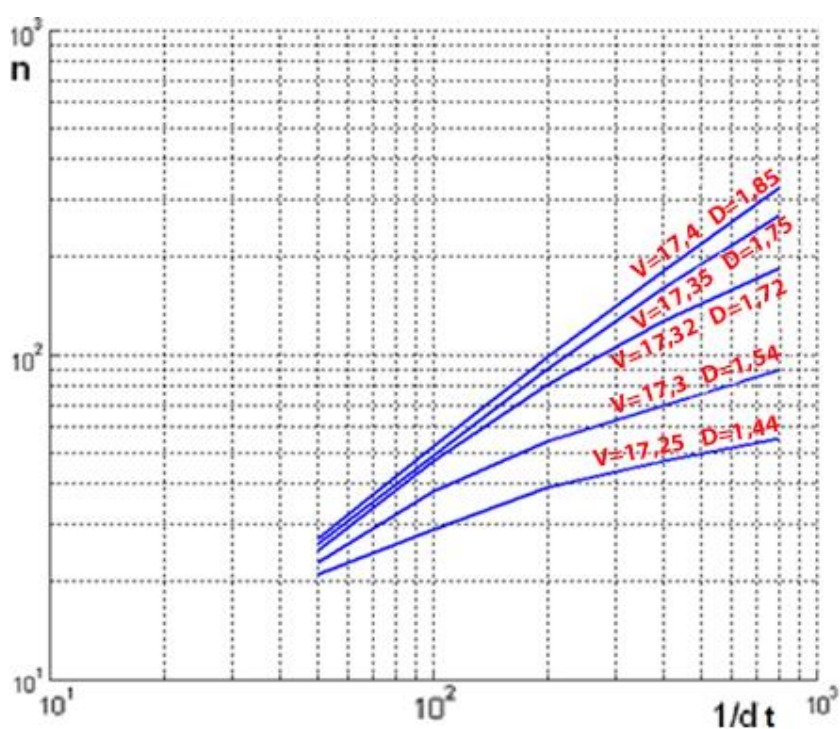


Рисунок 2.14 – Кривые фрактальной размерности для различных значений обратного напряжения

Помимо расчета фрактальной размерности была рассчитана постоянная Хёрста по методу нормированного размаха R/S [92] и проверено, что

соотношение (2.5) для одних и тех же временных рядов выполняется в пределах погрешности.

Также была определена мера корреляции C , которая определяет взаимосвязь предшествующих и последующих событий (точек временного ряда):

$$C = 2^{2H-1} - 1 \quad (2.7)$$

Все три параметра оценки фрактальности и персистентности хорошо коррелируют друг с другом практически для всех исследуемых образцов твердотельных структур, что подтверждает корректность используемых алгоритмов расчетов.

Диапазон значений фрактальной размерности D , при которых наиболее явно проявляются фрактальные свойства составляет 1,65-1,85. При $D=1,5$ амплитуда и частота следования импульсов являются стохастическими и хорошо описываются классической статистикой. При увеличении обратного напряжения и переходе системы в новое состояние, т.е. к режиму развитого лавинного пробоя, который характеризуется постоянным обратным током через структуру, фрактальные свойства исчезают. Подробнее соотношения между анализируемыми параметрами и развитием микроплазменного пробоя представлены в таблице 1.

Таблица 1. Связь между фрактальной размерностью, постоянной Хёрста, мерой корреляции и характеристиками микроплазменного пробоя

D	H	C	Характеристики пробоя
1,5	0,5	0	Корреляция отсутствует, сильная зашумленность, случайный процесс лавинообразования, описанный формулой (1.12)
1,6 ÷ 1,85	0,15 ÷ 0,4	-0,384 ÷ (-0,129)	Трендоустойчивость растет, частые, но небольшие изменения; временной ряд – фрактал с отрицательной реакцией

1,9 ÷ 1,97	0,03 ÷ 0,1	-0,479 ÷ (-0,426)	Система неустойчива, приближается к полному лавинному пробоя и протеканию постоянного тока через структуру
2	0	-0,5	Периодический процесс с очень большой частотой колебаний

На фрактальные свойства микроплазменного шума указывает и график спектральной плотности шума светодиода АЛ102АМ, который был показан на рисунке 2.8, в особенности второй и третий участки спектра, где наблюдается $1/f^\gamma$ -шум. Показатель степени γ связан с постоянной Хёрста соотношением [88, 91]:

$$\gamma = 2H + 1 \quad (2.8)$$

Первый участок спектра представляет собой «белый» шум и соответствует величине $H=0,5$ ($D=1,5$), что характеризует собой случайный процесс, хорошо описанный соотношениями А.С. Тагера. Однако на втором участке спектра величина фрактальной размерности D имеет промежуточное значение: $1,6 < D < 1,95$, что дает соответствующий диапазон изменения значений показателя степени γ от 1,1 до 1,8. Величина фрактальной размерности D меняется в зависимости от обратного напряжения и природы конкретной твердотельной структуры. В этом смысле численное значение фрактальной размерности D является уникальным, поскольку определяется механизмом пробоя конкретной структуры.

2.7. Классификация типов лавинного пробоя твердотельных структур

На основании экспериментальных результатов была разработана классификация типов микроплазменного пробоя твердотельных p - n -структур по величине фрактальной размерности, различиям формы импульсов и наклонов ВАХ. Было выявлено три основных типа лавинного пробоя и три промежуточных;

всего 6 типов, которые представлены на рисунке 2.15. Каждый тип имеет свои особенности и характерные величины фрактальной размерности, постоянной Хёрста и меры корреляции. Рассмотрим подробно каждый из них.

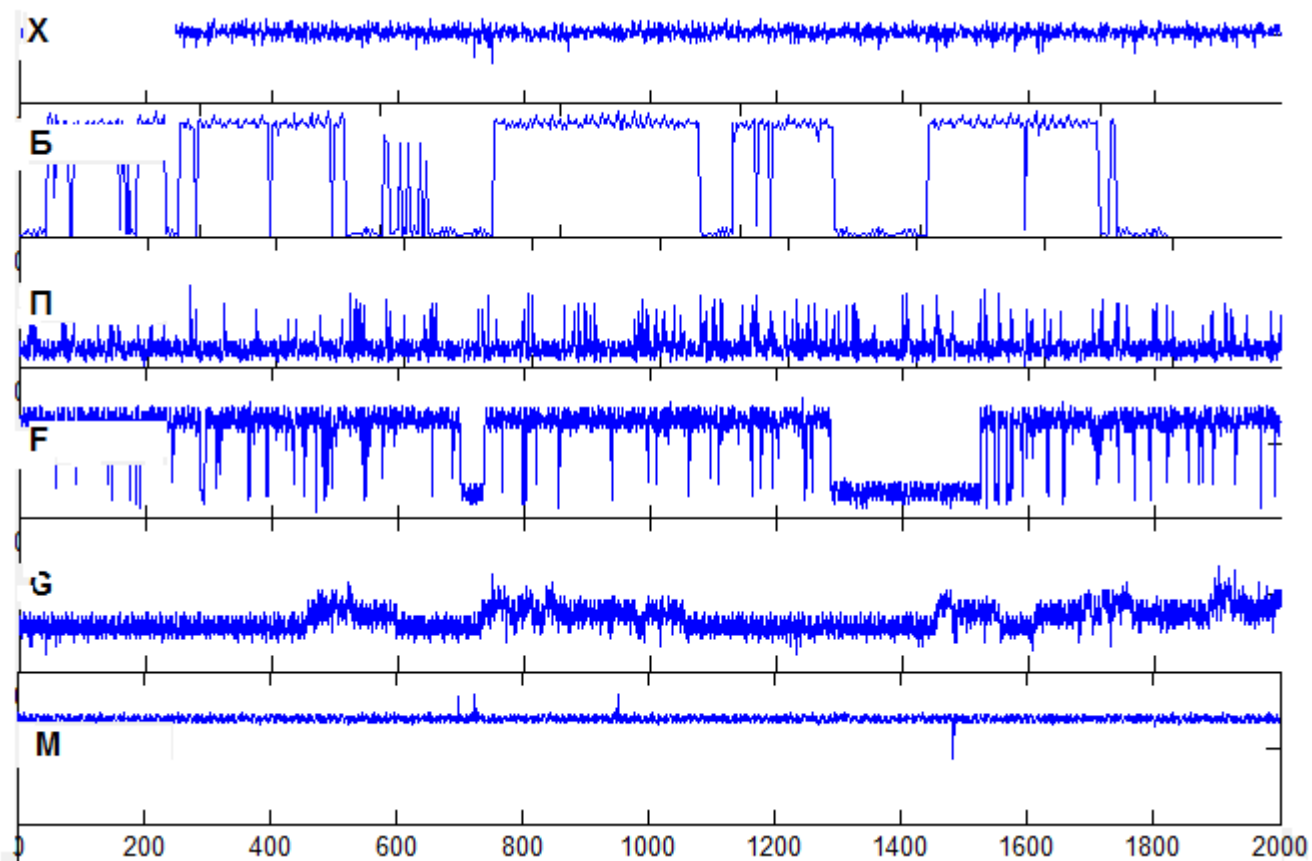


Рисунок 2.15 – Осциллограммы различных типов лавинного пробоя

1. Тип X (хаотический).

Осциллограммы тока (напряжения, падающего на нагрузке светодиода), характерные для данного типа лавинного пробоя, представляют собой высокочастотный шум, импульсов как таковых не наблюдается. Типичные осциллограммы представлены на рисунке 2.16. Здесь и далее в п.2.7 масштабы по координатным осям на осциллограммах одинаковы: по оси абсцисс отложено время в миллисекундах, по оси ординат – напряжение, падающее на нагрузке светодиода в милливольтгах.

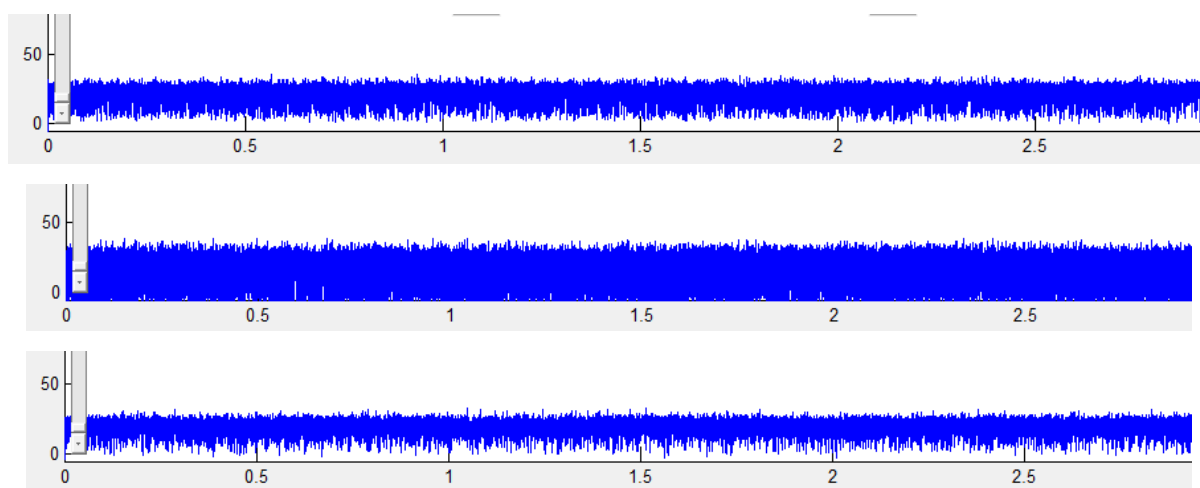


Рисунок 2.16 – Осциллограммы тока, характерные для лавинного пробоя типа X

Важными особенностями типа X являются:

1. Отсутствие импульсов, что свидетельствует, по-видимому, об ином механизме пробоя, чем в типах П и Б.

2. Если пробой начался с типа X, то в другие типы он выродиться не может. На рисунке 2.17 схематично представлены все вольтамперные характеристики структур, у которых наблюдался пробой типа X. По оси абсцисс отложено напряжение в вольтах, по ординате – обратный ток в микроамперах. Зелёным цветом обозначены участки ВАХ, на которых наблюдалась фаза развитого лавинного пробоя. Возле ВАХ написан номер структуры из базы, которому соответствует эта ВАХ.

3. При наблюдениях в режиме реального времени было замечено, что свечение области пробоя появляется значительно позже шума, соответствующего этому пробую, в отличие от пробоев типа П и Б. Это может быть связано с недостаточной локализацией пробоя.

4. фрактальная размерность $D \rightarrow 2$.

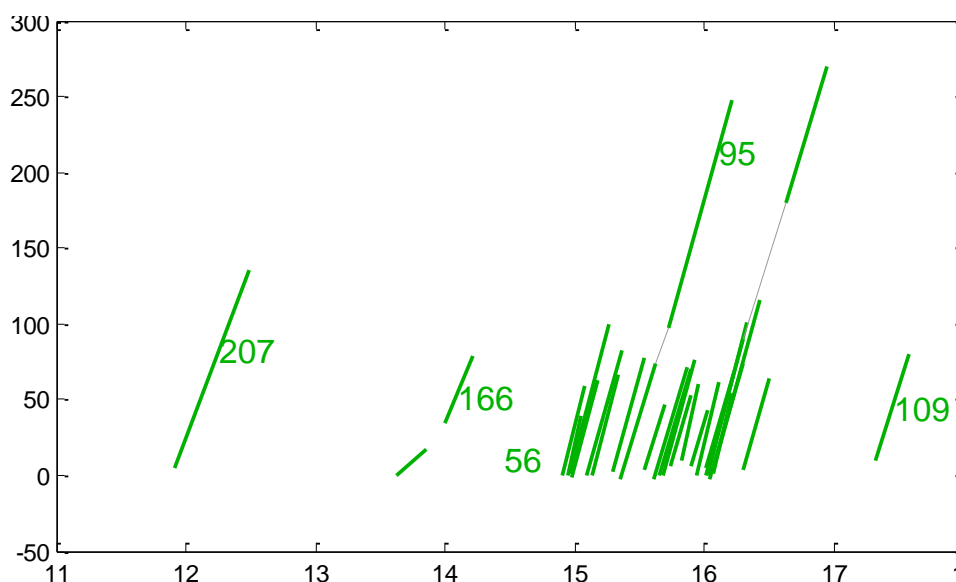


Рисунок 2.17 – Вольтамперные характеристики светодиодов с пробоем типа X

II. Тип Б (базовый).

Классический тип лавинного пробоя, который наиболее часто описывается в литературе, хотя по своей природе является вырождением более общих случаев (типы X и П). Характеризуется прямоугольными импульсами одинаковой амплитуды. Несколько отдельных импульсов могут объединяться в один, как это показано на рисунке 2.18. Пробой типа Б обладает явно выраженным свойством самоподобия. Типовые осциллограммы тока через структуры, у которых наблюдается этот тип лавинного пробоя представлены на рисунке 2.19.

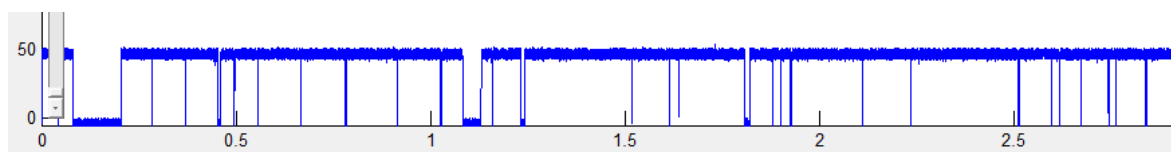


Рисунок 2.18 – Несколько единичных импульсов объединяются в один

Особенности лавинного пробоя типа Б состоят в следующем:

1. Импульсы тока имеют прямоугольную форму и одинаковую амплитуду;
2. Данный тип пробоя характеризуется двумя преобладающими значениями силы тока, что подтверждается и гистограммой (см. рисунок 2.20) и, как

следствие, разрывами и крутыми изломами ВАХ, которые представлены на рисунке 2.21;

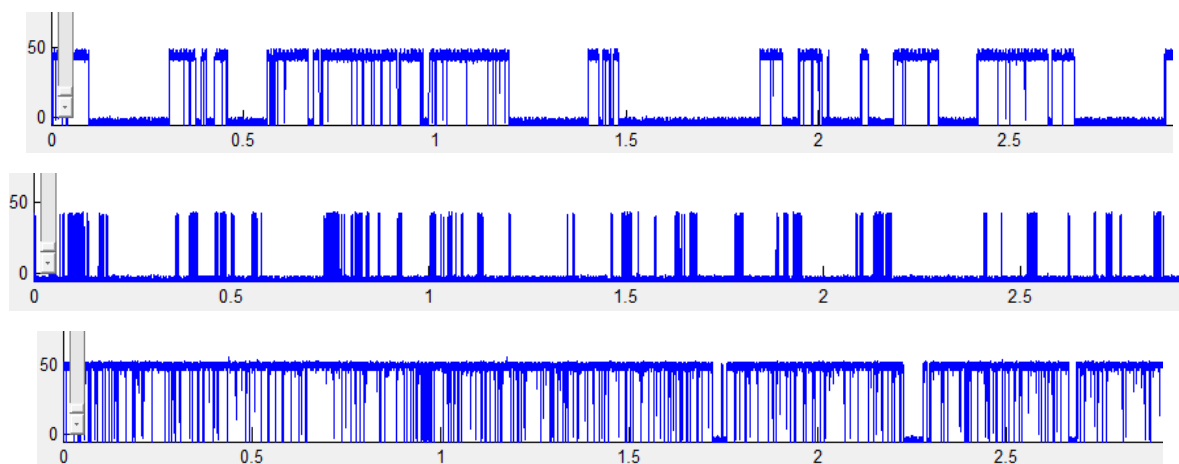


Рисунок 2.19 – Осциллограммы тока, характерные для лавинного пробоя типа Б

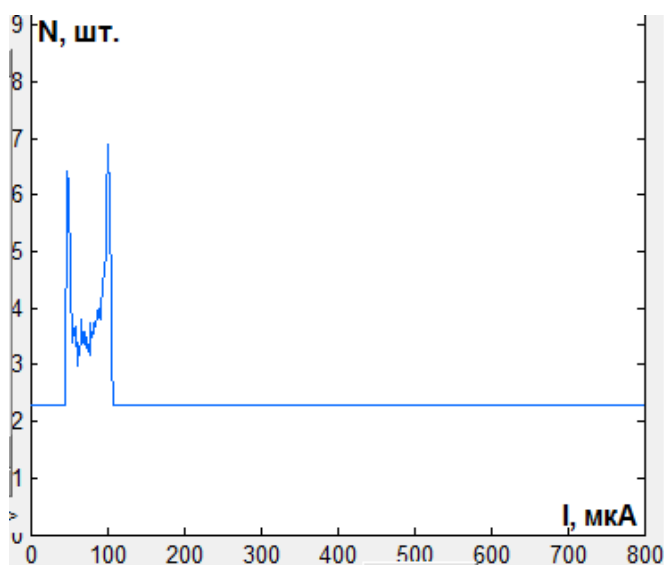


Рисунок 2.20 – Гистограмма уровней тока для пробоя типа Б

3. Пробой типа Б может перерождаться в пробой других типов, что подтверждает рисунок 2.22, где красному цвету соответствует тип Б;

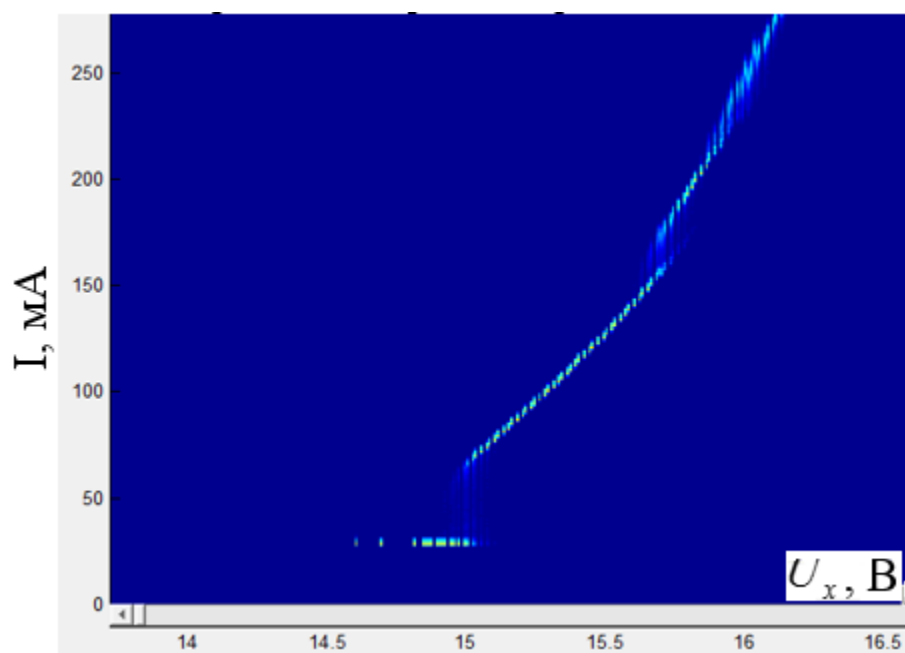


Рисунок 2.21 – Пример ВАХ пробоя типа В

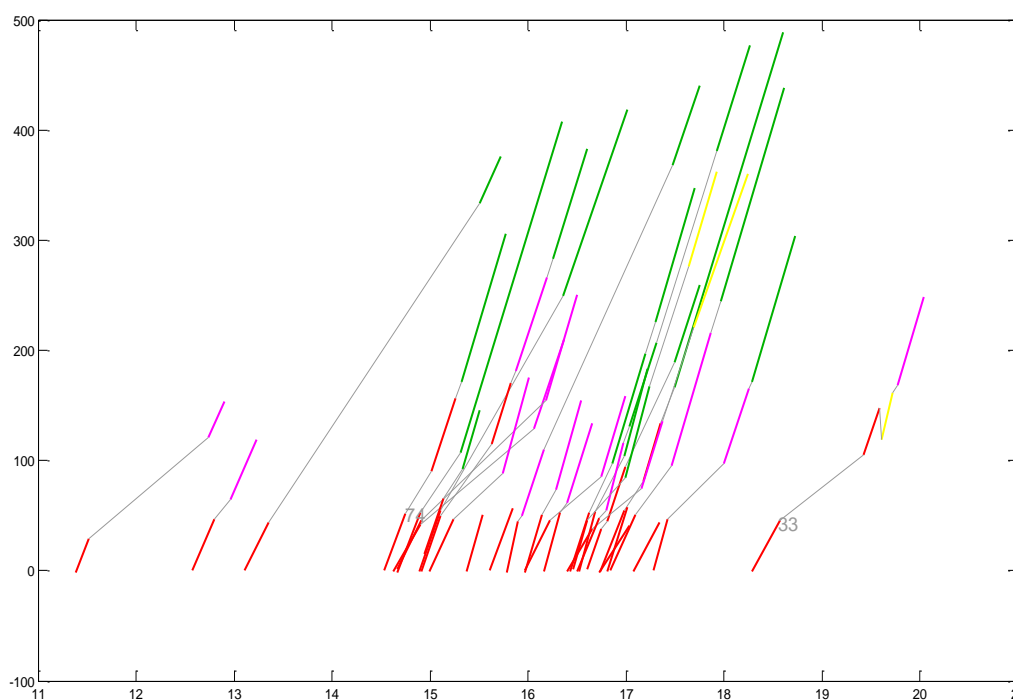


Рисунок 2.22 – Вольтамперные характеристики твердотельных структур с преобладанием лавинного пробоя типа Б

4. По наблюдениям с использованием оптического микроскопа был сделан вывод, что свечение области пробоя появляется одновременно с импульсами тока, в отличие от пробоя типа Б;

5. Импульсный ток имеет пакетный характер и обладает свойством самоподобия, что подтверждается величиной фрактальной размерности $1,6 \leq D \leq 1,8$.

III. Тип II (промежуточный, вторичный)

Данный тип пробоя не отличается явно выраженной формой импульсов, однако, свести его к типу X нет оснований. Амплитуда импульсов весьма непостоянна. Типичные осциллограммы лавинного пробоя этого типа представлены на рисунке 2.23.

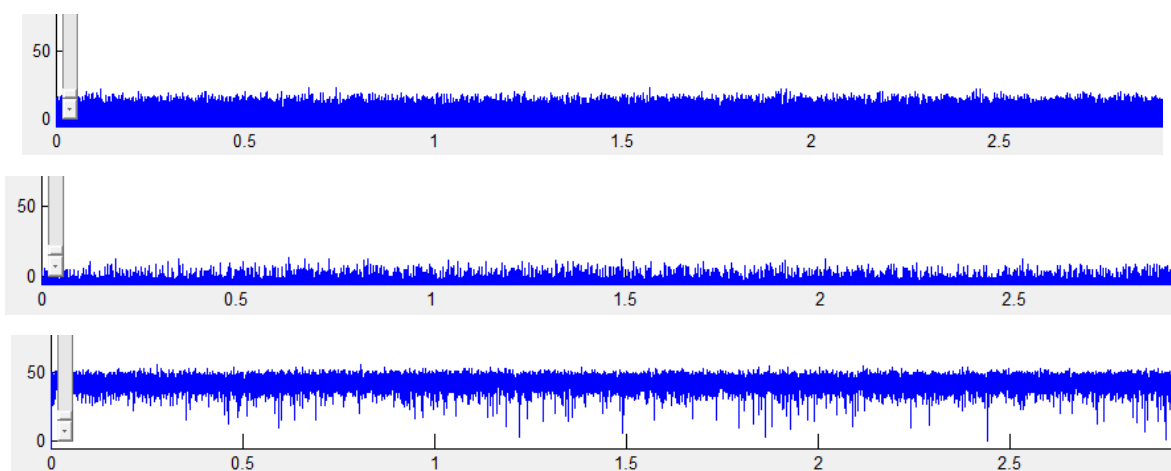


Рисунок 2.23 – Осциллограммы тока, характерные для лавинного пробоя типа II

Важные особенности пробоя типа II:

1. Характеризуется одним преобладающим уровнем тока, однако, как видно из гистограммы, представленной на рисунке 2.24а, уровень этот сравнительно пологий. Также может наблюдаться случай с двумя уровнями, но переход между ними плавный (рисунок 2.24б) по сравнению с явно выраженными уровнями тока, характерными для пробоя типа В (см. рис. 2.20). Этот факт обуславливает отсутствие разрывов на ВАХ.

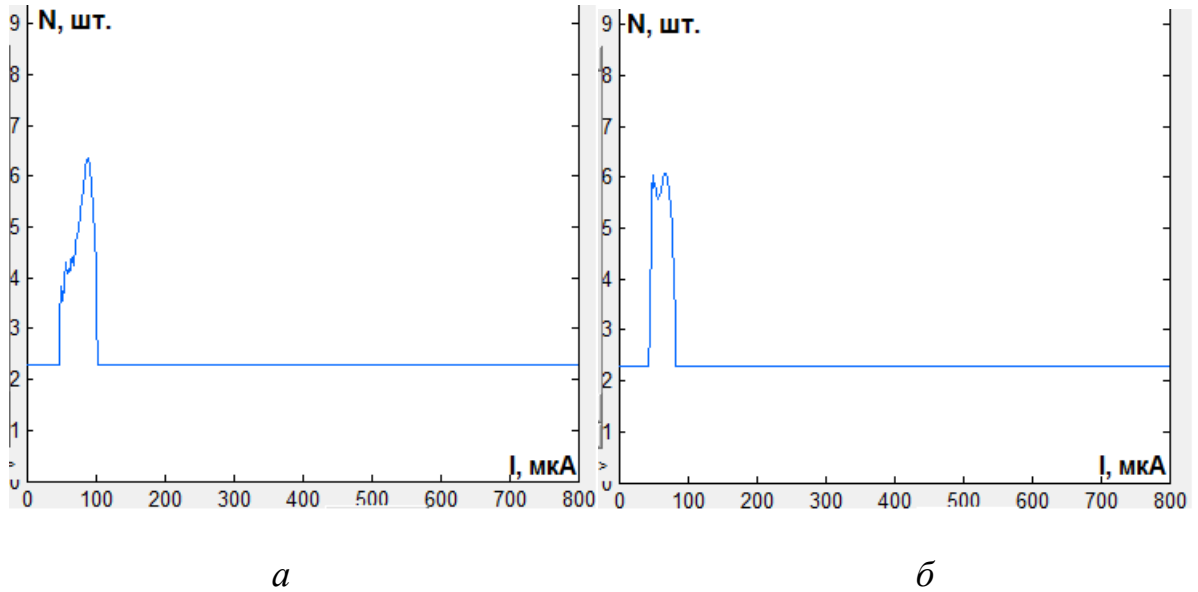


Рисунок 2.24 – Гистограмма уровней тока для лавинного пробоя типа Б: *а* – с одним уровнем, *б* – с двумя уровнями

2. Может перерождаться в другие типы пробоев, чаще всего в тип Х. Вольтамперные характеристики твердотельных структур с пробоев типа П представлены на рисунке 2.25.

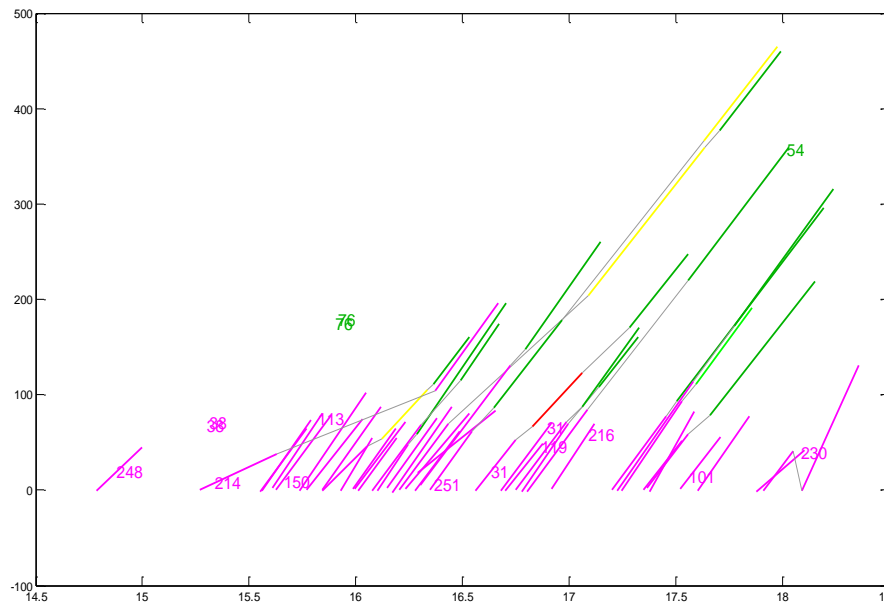


Рисунок 2.25 – Вольтамперные характеристики твердотельных структур с преобладанием лавинного пробоя типа П

3. Из рисунка 2.25 также видно, что преобладающий наклон ВАХ для пробоев типа П менее крутой, чем ВАХ, характерных для пробоя типа Б (рисунок 2.22).

4. Так же как и для пробоя типа Б свечение области пробоя появляется одновременно с импульсами тока, в отличие от пробоя типа Х.

5. Несмотря на визуальное сходство с пробоем типа Х, осциллограмма тока, характерная для пробоя типа П, имеет некоторую структурированность, что свидетельствует о том, что данный тип пробоя обладает свойством фрактальности, что подтверждается значением фрактальной размерности $1,8 \leq D \leq 1,95$.

IV. Переходные типы лавинного пробоя

Подтип F является переходным между типами П и Б. Характеризуется наличием импульсов прямоугольной формы и выраженной нерегулярной составляющей. Основные примеры осциллограмм тока подтипа F представлены на рисунке 2.26.

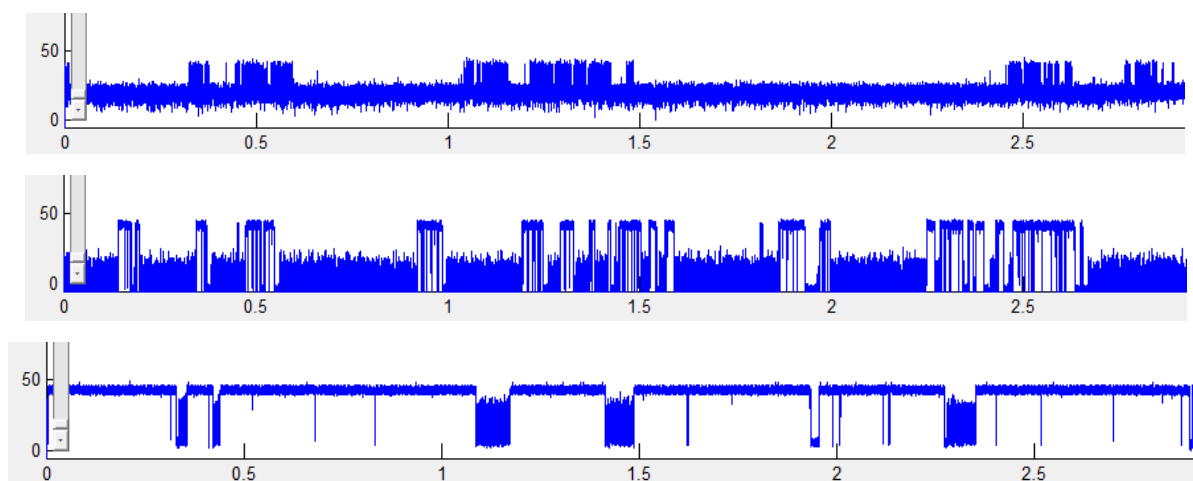


Рисунок 2.26 – Осциллограммы тока, характерные для лавинного пробоя типа F, сверху вниз: F0, F1, F2.

Также подтип F можно разделить на три градации по степени выраженности подобия типу П и по величине амплитуды импульсов: F₀, F₁, F₂.

Подтип G характеризуется сложной структурой, очень нерегулярной, но несводим к подвиду X. ВАХ твердотельных структур, в которых наблюдался лавинный пробоя типа G, изобилует изломами и разрывами – пример представлен на рисунке 2.27. Осциллограммы тока подтипа G приведены на рисунке 2.28.

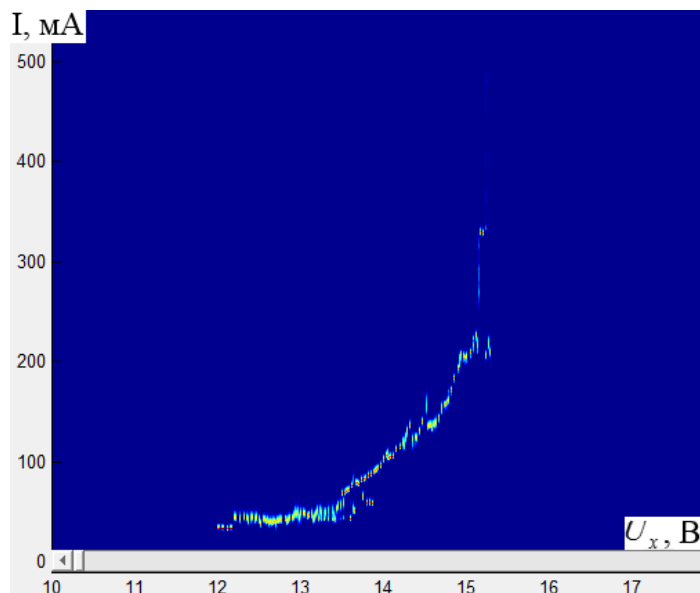


Рисунок 2.27 – Вольтамперная характеристика подвида G

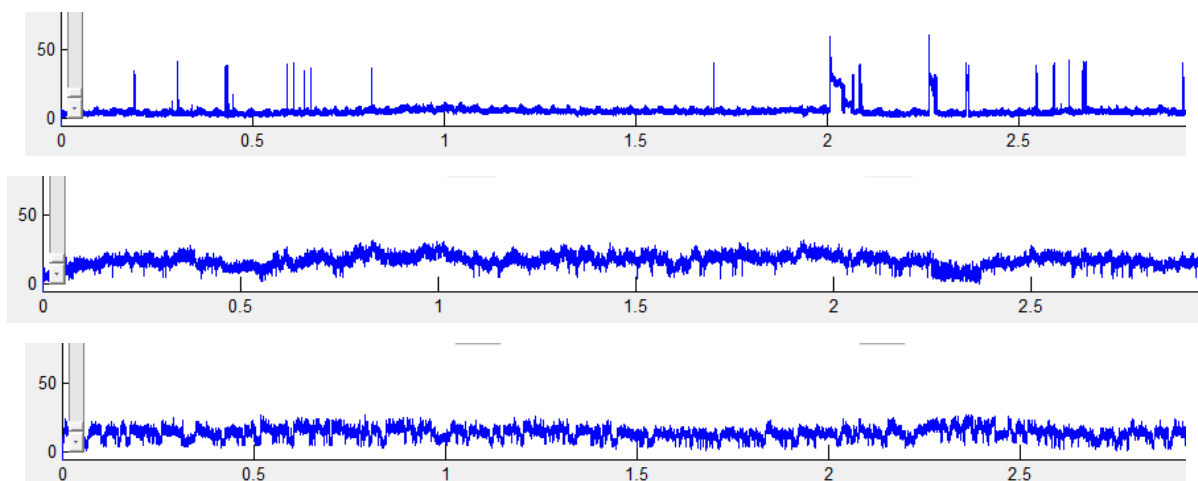


Рисунок 2.28 – Осциллограммы тока, характерные для лавинного пробоя типа G

Отмечено, что подтип G встречается достаточно редко: он был обнаружен только в 2% исследуемых структур.

Подтип M характеризуется тремя уровнями силы тока, что подтверждается гистограммой, представленной на рисунке 2.29. По-видимому, подтип M являет

работу нескольких близких по напряжению пробоя микроплазм. Типовые осциллограммы подтипа М представлены на рисунке 2.30.

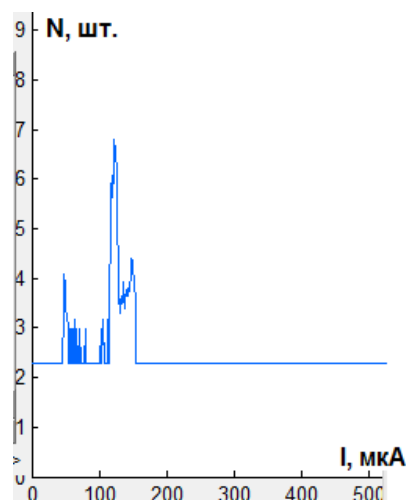


Рисунок 2.29 – Гистограмма уровней тока для лавинного пробоя типа М

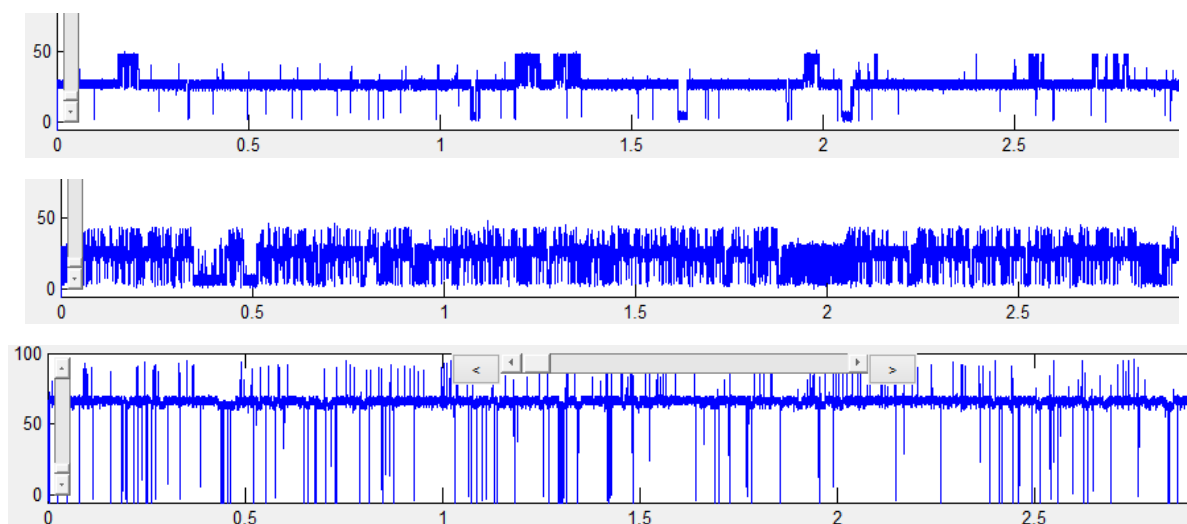


Рисунок 2.30 – Осциллограммы тока, характерные для лавинного пробоя типа М

Подтип М часто встречается как переходный: от одного типа пробоя к другому (например, от Б к П) или между одним значением постоянной составляющей силы тока и другим. При этом с помощью оптического микроскопа на кристалле можно было наблюдать несколько светящихся областей, что подтверждает факт работы одновременно двух и более микроплазм.

2.8. Анализ результатов эксперимента

Основными объектами для исследований были выбраны фосфидгаллиевые *p-n*-переходы, используемые, в частности, в светодиодах АЛ102АМ (GaP:ZnO), излучение которых соответствует красному цвету.

Анализ существующих моделей процессов, протекающих при лавинном пробое *p-n*-перехода, который был проделан в первой главе настоящей работы, показал, что данные, полученные с их помощью, плохо согласуются с данными экспериментов, которые описаны в данной главе. По анализу результатов экспериментов были сделаны следующие выводы:

1. Интервалы между импульсами микроплазменного тока имеют разные длительности, отличающиеся до нескольких десятков раз. В связи с этим было исследовано временное распределение этих импульсов, построен спектр микроплазменного шума. Они имеют вид, отличный от временного распределения и спектра, полученных согласно модели А.С. Тагера, описанной в первой главе. Различен и вид эмпирических функций распределения длительности интервалов между импульсами. Эмпирическая функция распределения имела особенности появления длинных временных интервалов, указывающие на то, что случайный ряд импульсов имеет некую структуру и может обладать свойством самоподобия (рисунок 2.9). Подробно эти различия были проанализированы в п. 2.3.

2. Весьма неточным является определение геометрических размеров микроплазм, поскольку, во-первых, область свечения, которую мы наблюдали на кристалле с помощью микроскопа, может охватывать не одну, а несколько микроплазм. Во-вторых, наблюдается световой поток, созданный фотонами, которые генерируются в результате излучательной рекомбинации. Однако деятельность микроплазмы может приводить и к безызлучательной рекомбинации. И в-третьих, часть излучения может поглощаться самим кристаллом. Таким образом, в реальности с помощью наблюдения посредством оптической микроскопии представляется возможность определения только размеров области свечения, а не диаметра самой микроплазмы.

3. Построены кривые фрактальной размерности, которые были показаны на рисунке 2.14, разработан и реализован алгоритм расчета фрактальной размерности записанных сигналов. Также были определены постоянная Хёрста H и мера корреляции C , которая определяют взаимосвязь предшествующих и последующих событий (точек временного ряда). Все три параметра оценки фрактальности и персистентности хорошо коррелируют друг с другом практически для всех исследуемых образцов твердотельных структур, что подтверждает корректность используемых алгоритмов расчетов. Величина фрактальной размерности D зависит от приложенного к исследуемому образцу обратного напряжения. Наличие фрактальных свойств и разноуровневости амплитуды импульсов тока указывает на то, что при лавинном пробое одновременно действуют несколько конкурирующих факторов, и при анализе механизмов лавинного пробоя их необходимо рассматривать в совокупности.

4. На основании экспериментальных результатов была разработана классификация типов микроплазменного пробоя твердотельных p - n -структур по величине фрактальной размерности, различиям формы импульсов и наклонов ВАХ. Было выявлено три основных типа лавинного пробоя и три промежуточных; всего шесть типов. Каждый тип имеет свои особенности и характерные величины фрактальной размерности. Тип Б (базовый) характеризуется длинными импульсами тока одинаковой амплитуды (фрактальная размерность 1,6-1,8); тип Х (хаотический), характеризуется хаотическим изменением значения длительности и амплитуды микроплазменного шума (фрактальная размерность близка к 2); тип П (промежуточный (вторичный)), характеризуется короткими импульсами и промежуточным численным значением фрактальной размерности по отношению к типам Б и Х. По-видимому, различия, которые легли в основу классификации, являются следствиями различий механизмов лавинного пробоя.

5. В литературе [1, 8] упоминается, что с увеличением сопротивления в цепи нагрузки форма импульсов меняется с прямоугольной на треугольную. Полученные экспериментальные данные опровергают эту информацию, поскольку в одной и той же структуре может наблюдаться несколько типов

лавинного пробоя с разной формой импульсов, сопротивление нагрузки при этом неизменно.

Отдельно следует отметить, что большая часть современных твердотельных приборов создается на основе гетероструктур или структур с квантовыми ямами. Поведение гетероструктур в случае приложения обратного напряжения имеет ряд особенностей по сравнению с гомогенными переходами [33]:

1. Концентрация носителей в активной области двойных гетероструктур намного превышает их концентрацию в гомогенных переходах. В связи с этим активную область обычно сильно не легируют [33]. Пониженные концентрации легирующих примесей ведут к уменьшению числа дефектов. Следовательно, по сравнению с гомогенными, локальных областей пробоя в гетероструктурах должно быть меньше [A1, A4].

2. Для создания активных и барьерных слоев, а также подложек используются разные по мольной доле образующих компонентов или по типу проводимости материалы. Кристаллические структуры и постоянные решеток гетеропереходов почти одинаковы, но несогласование параметров приводит к дислокациям несоответствия или оборванным связям, т.е. к дефектам, что увеличивает вероятность локального пробоя [A1, A4].

Какой из двух факторов будет действовать в большей степени, определяется материалом, из которого изготовлен светодиод. В процессе эксперимента было установлено, что светодиоды на основе гетеропереходов (AlGaAs/AlGaAs и AlInGaP/GaAs) имеют напряжение пробоя выше, чем на основе гомогенных переходов (GaP:ZnO, GaP:N), т.е. преобладает первый фактор [A1, A4].

Обобщая изложенное выше, можно сказать, что результаты экспериментов не в полной мере описываются существующей моделью процессов, протекающих в ходе частичного лавинного пробоя p - n -перехода. Обнаруженные фрактальные свойства микроплазменного шума могут помочь объяснить характеристики пробоя твердотельных структур и расширить существующую модель лавинного пробоя p - n -переходов.

Задача диссертационной работы по разработке и реализации программного обеспечения для экспериментального определения временных распределений микроплазменных импульсов, сформулированная в конце первой главы, решена в ходе экспериментов и описана в данной главе. С учетом изложенного, следующая задача диссертационной работы была сформулирована следующим образом: разработать и реализовать подход к описанию микроплазменного пробоя, и использовать данный подход в имитационной модели микроплазменного пробоя *p-n*-перехода на предмет обоснования систематики и установленных закономерностей.

Глава 3. Имитационная модель микроплазменного пробоя в твердом теле

3.1. Методика и средства моделирования

В конце предыдущей главы была сформулирована основная задача данной работы, а именно: разработать и реализовать подход к описанию микроплазменного пробоя, и использовать данный подход в имитационной модели микроплазменного пробоя p - n -перехода на предмет обоснования систематики и установленных закономерностей. Модель должна быть согласована с результатами экспериментов. Как было показано в первой главе, на сегодняшний день существует несколько механизмов неустойчивости лавинного пробоя, однако, они рассматриваются отдельно друг от друга. Несмотря на это обнаруженные в ходе экспериментальных исследований фрактальные свойства микроплазменного шума указывают на то, что при лавинном пробое одновременно действуют несколько конкурирующих факторов, и при анализе механизмов лавинного пробоя их необходимо рассматривать в совокупности. Реализацию такого подхода обеспечивает имитационное моделирование.

В основе любого моделирования лежит понимание физической сущности моделируемых процессов. Затем разрабатывается математическая модель, обычно с помощью систем дифференциальных уравнений. Используя какой-либо пакет символьной математики, можно решить эту систему дифференциальных уравнений и разработать компьютерную модель. Дифференциальные уравнения в этом случае чаще всего решаются в конечных разностях. В этом состоит суть аналитического компьютерного моделирования. Т.е. изучаются математические модели реального объекта в виде алгебраических, дифференциальных и других уравнений, а также предусматривающих осуществление однозначной вычислительной процедуры, приводящей к их точному решению.

В основе имитационного моделирования также лежит математическое описание. Однако при имитационном моделировании исследуются математические модели в виде алгоритмов, воспроизводящих функционирование

исследуемой системы путём последовательного выполнения большого количества элементарных операций [93, 94].

Имитационный подход позволяет рассмотреть любую гипотезу функционирования системы и максимально использовать всю имеющуюся у исследователя информацию о системе [95].

Основными преимуществами имитационных моделей являются:

1. Имитатор характеризуется большей близостью к реальной системе, чем аналитические решения или численные модели [93];
2. Имитатор может использовать зависимости более сложного характера, чем описываемые математически [94];
3. Имитатор может использоваться в тех случаях, когда полноценное математическое описание отсутствует;
4. При имитационном моделировании наиболее полно реализуются взаимосвязи между элементами рассматриваемой системы.

Был использован такой вид имитационного моделирования как системная динамика. Он характеризуется тем, что модель создается на основе причинных связей и глобальных влияний одних параметров на другие. Этот подход позволяет наиболее полно отобразить и проследить причинно-следственные связи в изучаемом явлении.

Средством моделирования был выбран пакет символьной математики Matlab по причине того, что в нем проводился сбор и анализ экспериментальных данных. Кроме того, программирование в системе Matlab является удобным средством имитационного моделирования физических процессов.

3.2. Лавинный пробой на макро- и микроуровне

Рассмотрим осциллограмму тока пробоя типа Б, представленную на рисунке 3.1. Представлен записанный сигнал длительностью 3 мс. Частота дискретизации АЦП, с помощью которого производилась эта запись, составляла 200 кГц. При масштабировании фрагмента этого сигнала, которое показано на рисунке 3.2, видно, что полосы пропускания АЦП не хватает и производится интегрирование.

На данном этапе можно считать, что минимальная длительность импульса составляет 2 мкс. Более того, убедиться в том, что форма импульса является прямоугольной, не представляется возможным. При уменьшении масштаба видно, что несколько импульсов сливаются в один (рисунок 3.3).

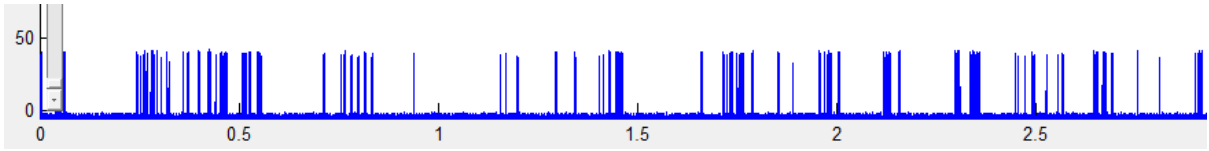


Рисунок 3.1 – Осциллограмма пробоя типа Б (макроуровень)

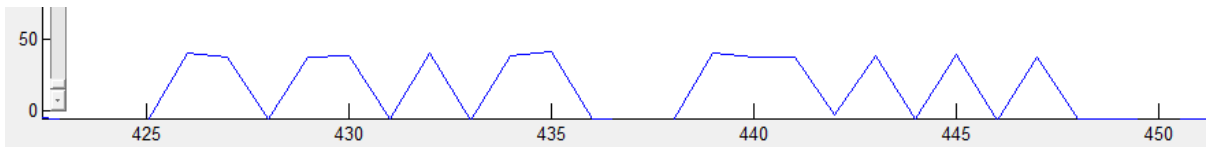


Рисунок 3.2 – Масштабирование последовательности импульсов, записанной посредством АЦП

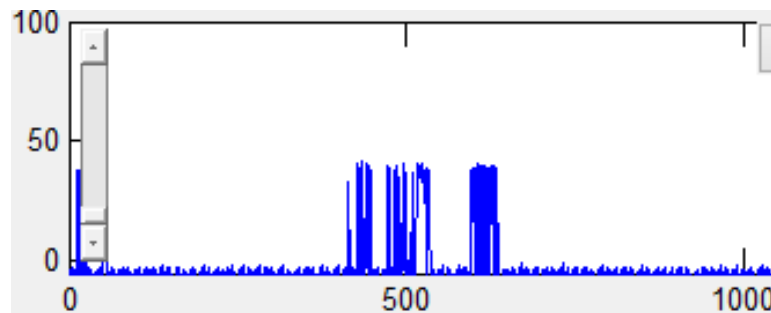


Рисунок 3.3 – Осциллограмма тока пробоя типа Б (время по оси абсцисс в мкс)

Ввиду необходимости расширения полосы пропускания был задействован осциллограф с полосой пропускания 10МГц. Осциллограммы и ВАХ лавинного пробоя некоторых структур были записаны с его помощью. Одна из таких осциллограмм пробоя типа Б представлена на рисунке 3.4. По оси абсцисс отложено время в мкс.

Далее данная временная последовательность импульсов была подвергнута масштабированию по оси t , что показано на рисунке 3.5, и была определена минимальная длительность импульса в случае записи данных с помощью осциллографа с полосой пропускания 10МГц. По рисунке 3.6. видно, что она составляет не более 100 нс. Отметим, что и в этом случае полоса пропускания

осциллографа ограничивает возможность записи импульсов с минимальной длительностью.

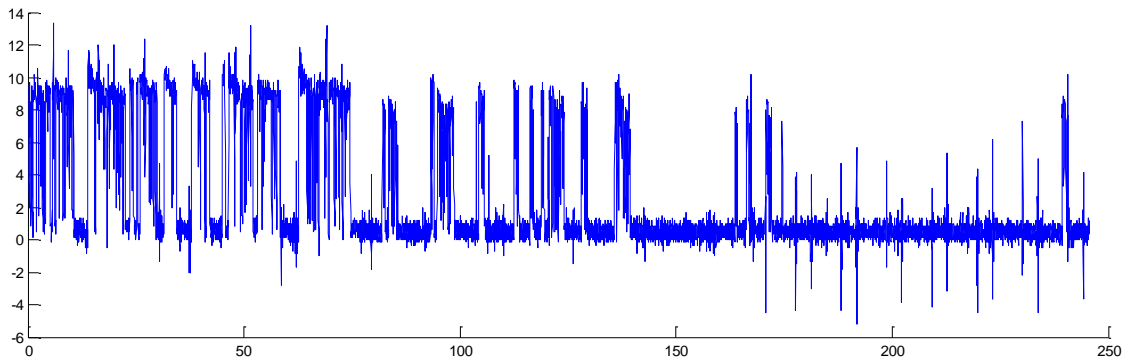


Рисунок 3.4 – Осциллограмма тока, записанная посредством осциллографа с полосой пропускания 10 МГц

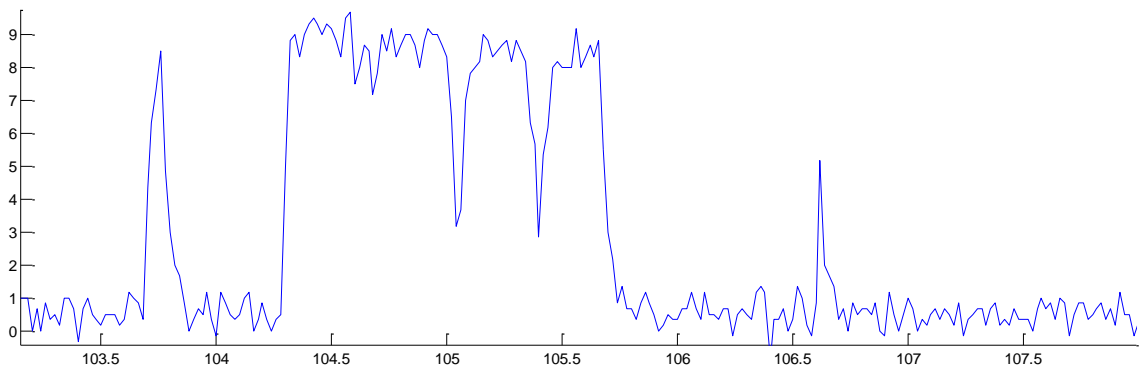


Рисунок 3.5 – Масштабирование последовательности импульсов, записанной посредством осциллографа

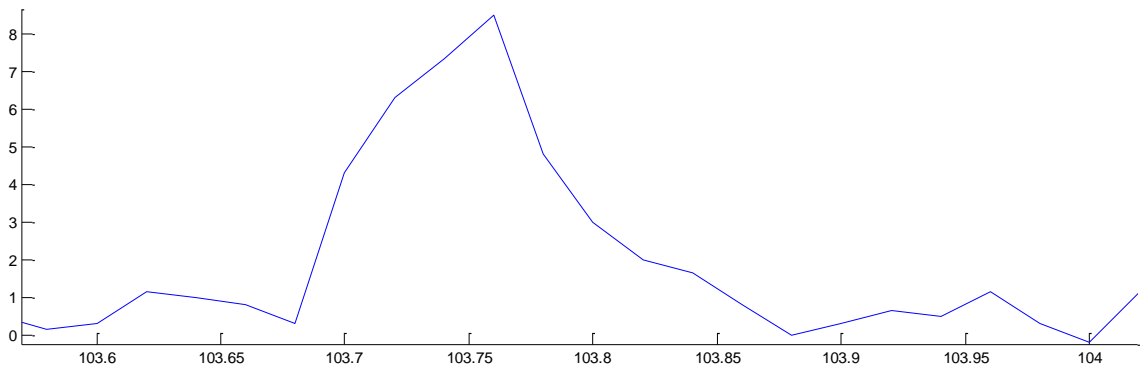


Рисунок 3.6 – Определение минимальной длительности импульса

По этой причине возникла необходимость определить минимальную длительность импульса аналитически.

Зададимся исходными параметрами (см. рисунок 3.6): длительность импульса $\Delta t = 100 \text{ нс}$, амплитуда тока $I = 8 \text{ мкА}$, величина обратного напряжения $U = 13 \text{ В}$, ширина запрещенной зоны $\Delta W = 2,27 \text{ эВ}$, средняя длина свободного пробега в фосфиде галлия $L = 35 \text{ \AA}$.

Принимая ΔW за энергию электрона, которую он должен набрать для совершения акта ударной ионизации, рассчитали скорость электрона:

$$V = \sqrt{\frac{2 \cdot \Delta W}{m}} = 8,93 \cdot 10^5 \frac{\text{м}}{\text{с}},$$

где m – масса электрона.

Сделаем упрощение: будем считать, что всё прикладываемое к p - n -переходу напряжение падает на ОПЗ. Можно посчитать, сколько этапов будет включать в себя лавина, порождаемая одним инжектированным электроном. Количество этапов должно быть равно коэффициенту ионизации α (см. гл. 1). Определим количество таких этапов равно:

$$N = \frac{qU}{\Delta W} = 5,73,$$

где q – заряд электрона. Количество этапов не может быть нецелым числом, поэтому будем считать количество целых этапов лавинообразования при напряжении 13 В равным 5.

Зная среднюю длину свободного пробега в фосфиде галлия, примерную скорость движения электронов и количество этапов лавинообразования, можно посчитать длительность одной лавины:

$$t_{1\text{min}} = \frac{L}{V} \cdot N = 19 \cdot 10^{-15} \text{ с}$$

Также мы можем определить количество электронов, входящих в одну лавину, как $2^N = 32$. Однако импульс с указанными выше параметрами содержит примерно 5 миллионов электронов. Отсюда мы можем найти количество лавин, наполняющих тот импульс, который мы наблюдали на экране осциллографа:

$$\frac{5 \cdot 10^6}{2^5} = 156250.$$

Произведем расчет для импульса, представленного на рисунке 3.2, длительность которого $\Delta t = 2 \text{ нс}$, амплитуда тока $I = 30 \text{ мкА}$, величина обратного напряжения $U = 15 \text{ В}$, ширина запрещенной зоны и средняя длина свободного пробега в фосфиде галлия остаются прежними. В этом случае количество этапов уже будет равно 6 и длительность пробоя составит $t_{2\text{min}} = 24 \cdot 10^{-15} \text{ с}$. Видно, что порядок величины не меняется и длительность одного лавинного пробоя составляет десятки фемтосекунд. Один лавинный пробой дает один импульс, следовательно, можно считать полученную величину минимальной длительностью импульса $t_{\text{min}} \approx 10 \cdot 10^{-15} = 10 \text{ фс}$.

Следовательно, в модели должно рассматриваться формирование импульса исчезающе малой величины – 10 фс, т.е. первый низший уровень модели должен функционировать и описывать процессы, происходящие в микромире.

Однако тепловые процессы, которые влияют на нестабильность микроплазмы, являются сравнительно медленными и проявляются уже на макроуровне. Кроме того, фрактальная размерность тоже является макроскопической характеристикой. Следовательно, компьютерная модель лавинного пробоя *p-n*-перехода должна включать в себя и макроуровень.

Рассмотрим теперь главные физические принципы, которые легли в основу имитационного моделирования.

3.3. Вероятность возникновения лавины. Микроуровень модели лавинного пробоя *p-n*-перехода

Для того, чтобы произошла ударная ионизация, необходимо, чтобы электрон при соударении с атомом кристаллической решетки имел энергию не менее ширины запрещенной зоны (см. гл. 1). Ширина запрещенной зоны фосфида галлия составляет 2,27 эВ при температуре 300 К. Следовательно, первой величиной, определяющей вероятность P_1 того, что произойдет ударная ионизация, является энергия взаимодействующего электрона.

Существует несколько вариантов того, каким образом электрон наберет энергию необходимой величины.

При рассмотрении поведения полупроводников в сильных полях учитывают три механизма рассеяния [1]: упругое рассеяние на акустических фононах, неупругое рассеяние на оптических фононах и ударная ионизация. В электрических полях напряженностью более 10^3 В/см, преобладающим механизмом становится рассеяние на оптических фононах, а рассеянием на акустических фононах можно пренебречь.

Электрон ускоряется внешним полем. При соударении с атомом он теряет часть своей энергии – энергию рамановского фонона. Величина этой энергии всегда одинакова и для фосфида галлия составляет 0,05 эВ. Если энергия электрона превышает энергию оптического фонона, то потеряв часть своей энергии, он продолжит своё движение до следующего соударения. Так будет продолжаться до тех пор, пока энергия электрона не станет достаточной для того, чтобы при соударении вызвать генерацию электронно-дырочной пары. В этом случае начнет действовать новый механизм рассеяния – ударная ионизация. Необходимое условие при таком механизме: электрон на длине свободного пробега должен набрать энергию больше энергии оптического фонона, т.е. более 0,05 эВ. В этом случае за несколько этапов он сможет набрать энергию достаточную для ионизации. Для обозначения пути, пройденного электроном, можно использовать термин «транспортная длина», включающий в себя несколько длин свободного пробега электрона.

В очень сильных электрических полях существует возможность, что электрон наберет энергию более 2,27 эВ и на одной длине свободного пробега. Оба рассмотренных случая должны быть учтены в модели.

Необходимо учитывать, что длина свободного пробега L в кристалле не является постоянной строго определенной величиной. Более того, при расчетах этот параметр используется как подгоночный [1, 8]. Средняя длина свободного пробега в фосфиде галлия принимается равной 35Å . Однако в реальном

кристалле она может быть намного больше или намного меньше. Кроме того, длина свободного пробега значительно меняется с температурой.

Вероятность акта рассеяния частиц связана с сечением рассеяния частиц [96]. Время между актами рассеяния должно быть больше, чем само время столкновения. Время между столкновения определяется как:

$$\tau_p \approx \frac{1}{n\sigma^2 v},$$

где n – плотность частиц, σ^2 – сечение рассеяния, v – скорость частиц [961].

Рассеяние частицы на рассеивающем центре поясняет рисунок 3.7, где M_1, E_0 – масса и энергия налетающей частицы, E_1 – энергия налетающей частицы после её рассеяния, M_2 – масса рассеивающего центра, θ_1 – угол рассеяния, θ_0 – угол падения частицы на поверхность. Таким образом, дифференциальное сечение рассеяния – это отношение числа частиц N , рассеянных в пределах телесного угла Ω к полному числу налетающих частиц n :

$$\frac{d\sigma(\theta_1)}{d\Omega} = \frac{dN(\theta_1)}{In}, \quad (3.1)$$

где I – величина потока частиц. Полное эффективное сечение рассеяния представляет собой интеграл (3.1) по углу рассеяния [97-99]:

$$\sigma(\theta_1) = \frac{1}{\Omega} \int_{\Omega} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (3.2)$$

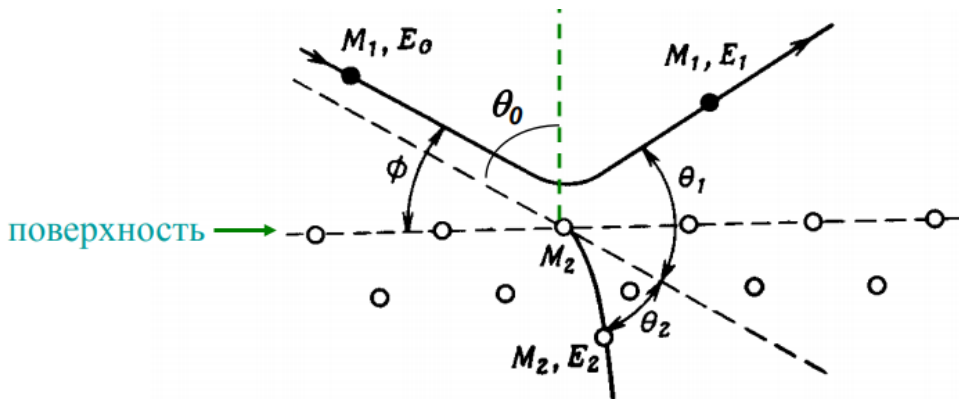


Рисунок 3.7 – Схема процесса рассеяния частицы на рассеивающем центре

Под эффективным сечением столкновения понимается площадь, в которую должен попасть центр частицы, если она должна столкнуться с заданной молекулой. Средняя длина свободного пробега L связана с эффективным сечением рассеяния соотношением:

$$\frac{1}{L} = \sigma n, \quad (3.3)$$

где n - число рассеивающих центров в слое dx единичной площади. И тогда вероятность столкновения частицы с другой частицей или с атомом на пути dx равна произведению $\sigma n dx$.

Объектом моделирования служила кристаллическая решетка фосфида галлия (тип решетки кубическая гранецентрированная, постоянная решетки $a=0,545$ нм), представленная на рисунке 3.8.

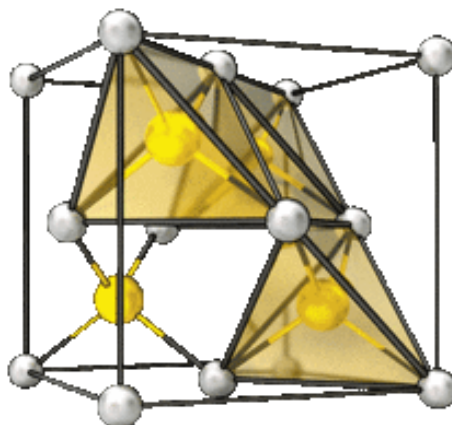


Рисунок 3.8 – Кристаллическая решетка фосфида галлия

При моделировании имитировалось движение электронов в кристалле. Количество электронов, движущихся по области пространственного заряда (ОПЗ) и используемых при одной имитации, составляло 10 тысяч. Если происходило столкновение электрона с атомом, то по формуле (3.3) считалось расстояние, которое электрон прошел от предыдущего столкновения, т.е. расстояние между столкновениями – длина свободного пробега L . Поскольку электрон продолжает движение, снова сталкиваясь с атомом, снова считалась длина свободного пробега. Таким образом набиралось сотни тысяч значений длин свободного

пробега. Программа выполнялась несколько раз, при этом перебирались значения сечения рассеяния σ диапазона от 10^{-19} см^2 до 10^{-18} см^2 . Строилась гистограмма распределения длин свободного пробега L при различных значениях эффективного сечения рассеяния σ , представленная на рисунке 3.9. По абсциссе отложены значения L в ангстремах. По ординате – нормированные (деленные на дисперсию) значения количества N длин пробегов с шагом в 4 ангстрема.

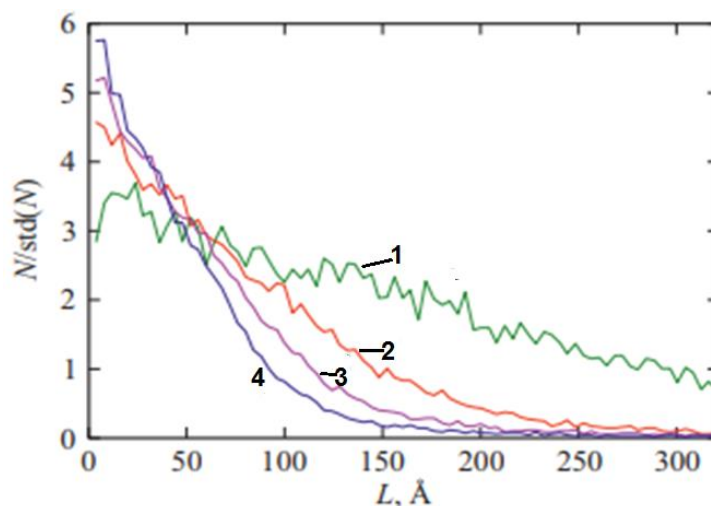


Рисунок 3.9 – Гистограмма распределения длин свободного пробега при различных σ : 1– $5 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$, 2– $12 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$, 3– $15 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$, 4– $20 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$

Полученные гистограммы были проанализированы и для дальнейшей работы модели было выбрано сечение рассеяния $\sigma = 15 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$, при котором средняя длина свободного пробега $L = 37 \text{ Å}$. Но выбранная величина сечения рассеяния определяет также и вариации длины свободного пробега, при которых может происходить взаимодействие электрона с атомом.

Следует заметить, что на данном этапе моделирования учитывались все виды рассеяния.

Сечение рассеяния σ определяет вероятность P_1 возникновения лавины в потенциальной области пробоя, сопряженной с дефектом (микроплазмы), в течение 1 пкс. Эта вероятность сильно зависит от местоположения, и в модели P_1 есть произведение:

$$P_1 = P_{a1} \cdot P_{b1}, \quad (3.4)$$

где P_{a1} – вероятность присутствия электрона в потенциальной области пробоя, P_{b1} – вероятность акта ударной ионизации.

Вероятность P_{a1} определяется исходя из размеров дефекта и концентрации электронов в ОПЗ. Роль дефекта при лавинном пробое сводится к следующему:

- на дефекте может сработать «предпороговый» механизм ударной ионизации: энергия ионизации будет меньше, чем для остальной части кристалла за счет неоднородности электрического поля;

- дефект кристаллической решетки изменяет транспортную длину.

Увеличение концентрации электронов влечет за собой увеличение вероятности P_{a1} . Эта обратная связь является положительной, т.е. способствующей возникновению и развитию лавинного пробоя, и она закладывается в модель.

Вероятность P_{b1} определяется как отношение числа электронов n , которые при столкновении с атомом генерируют электронно-дырочную пару, к общему числу электронов n_0 , которые находятся в области пробоя:

$$P_{b1} = \frac{n}{n_0} \quad (3.5)$$

Вероятность ударной ионизации P_{b1} зависит от транспортной длины и энергии ионизации, которые определяются после вычисления сечения рассеяния.

В ходе моделирования была построена зависимость вероятности ударной ионизации P_{b1} от напряжения пробоя U при различных энергиях ионизации. Она представлена на рисунке 3.10. Значения энергии ионизации подписаны рядом с кривыми. Для дальнейшей работы модели было выбрано значение энергии ионизации равное 2,9эВ (кривая розового цвета на рисунке 3.10).

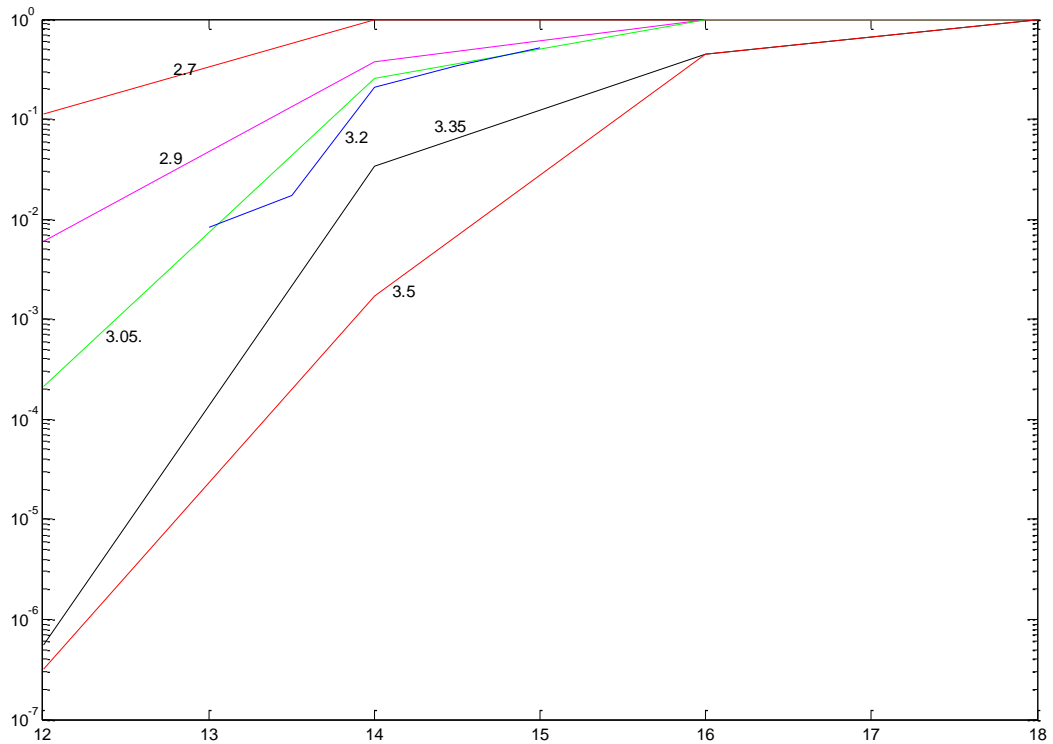


Рисунок 3.10 – Зависимость вероятности ударной ионизации от напряжения пробоя при различных энергиях ионизации

3.4. Вероятность развития лавины

Вероятность развития лавины P_2 есть вероятность возникновения лавины в потенциальной области пробоя, сопряженной с дефектом (микроплазмой), в течение 1 пкс после начала процесса лавинообразования. Вероятность P_2 определяет поддержание тока через микроплазму. По аналогии с вероятностью P_1 (3.5) вероятность P_2 равна произведению:

$$P_2 = P_{a2} \cdot P_{b2}, \quad (3.6)$$

где P_{a2} – вероятность присутствия электрона в микроплазме, P_{b2} – вероятность акта ударной ионизации после начала процесса лавинообразования.

Первоначально в результате естественной диффузии электронов и дырок вблизи p - n -перехода образуется запирающее электрическое поле, область пространственного заряда неподвижных ионов. При подаче напряжения в прямом направлении приложенное поле совпадает по направлению с основными носителями и уменьшает запирающий слой.

В нашем случае, когда напряжение подается в обратном направлении, направление внешнего поля совпадает с запирающим полем, тем самым усиливая его, и поле становится разгоняющим. Это означает, что неосновному носителю в p -области (электрону) легче разогнаться до энергии, достаточной для того, чтобы при соударении с неподвижными атомами решетки выбить электронно-дырочную пару. Наиболее сильный разгон происходит в середине обедненной зоны. Разогнавшись, электроны свободно пролетают в n -область, по которой растекаются уже как основные носители зарядов. В свою очередь с другой стороны p - n -перехода увеличивается концентрация дырок. Скапливаясь на стороне положительно заряженных ионов, дырки усиливают разгоняющее поле. Это малая положительная обратная связь, в результате действия которой вероятность P_{b2} увеличивается.

Далее дырки начинают дрейфовать к отрицательным ионам с меньшей, чем электроны к положительным ионам, скоростью, поскольку подвижность электронов в фосфиде галлия равна $\mu_e = 0,019 \frac{M^2}{B \cdot c}$ и больше подвижности дырок $\mu_p = 0,012 \frac{M^2}{B \cdot c}$ [9]. Тем самым перемещающееся облако дырок начинает ослаблять разгоняющее поле. Эта зависимость выполняет роль отрицательной обратной связи.

Однако несмотря на временное ослабление разгоняющего поля, облако дырок, приближаясь к противоположным границам ОПЗ, к p -области, начинает уменьшать тормозящее поле на границе p -область-ОПЗ и притягивать к себе электроны. Преодолев тормозящее поле, электроны легко могут переместиться в область дефекта. При создавшихся условиях электроны могут туннелировать и с ловушек. Тем самым, там повышается концентрация электронов и, следовательно, увеличивается вероятность P_{a2} обнаружения электрона в области дефекта.

Таким образом, движение дырок влияет на общую вероятность развития лавины P_2 .

За счет того, что скорость положительной обратной связи, т.е. усиления разгоняющего поля, сопоставима со скоростью процесса лавинообразования, то на микроуровне вероятность возникновения лавины меньше, чем вероятность её дальнейшего развития, т.е. $p_1 < p_2$. Кроме того, пока что единственная отрицательная обратная связь не столь существенна для прекращения пробоя.

3.5. Макроуровень модели лавинного пробоя p - n -перехода

Макроуровень компьютерной модели лавинного пробоя p - n -перехода включает в себя температурные зависимости, определяющие, так называемые, медленные обратные связи.

Как отмечалось в гл.1, основными факторами саморазогрева микроплазмы являются:

1. уменьшение длины разгона носителя, т.е. его подвижности;
2. увеличение концентрации электронов.

Первый фактор может привести к прекращению лавинного пробоя за счет того, что чем меньше транспортная длина, тем меньше вероятность носителя заряда набрать достаточную для ионизации энергию. Следовательно, в этом случае вероятность развития лавины P_{b2} уменьшается.

Второй же фактор приводит к увеличению вероятности наличия электрона в области дефекта P_{a2} . Таким образом, при изменении температуры p - n -перехода вблизи области пробоя имеют место два конкурирующих фактора, предопределяющие отрицательные обратные связи, заложенные в модель.

Вероятность P_2 зависит от состояния системы на макроуровне. Температурно зависимые параметры меняются значительно медленнее микропараметров, поэтому вероятность возникновения лавины становится гораздо меньше, чем вероятность её развития, т.е. $P_1 \ll P_2$.

На рисунке 3.10 было показано семейство кривых зависимости вероятности P_{b1} от приложенного напряжения при различных значениях энергии ионизации. Для моделирования было выбрано значение 2,9эВ. При данном значении энергии

ионизации в свою очередь было построено семейство кривых зависимости вероятности P_{b1} от приложенного напряжения при различных значениях температуры ΔT . Аппроксимировались эти кривые логистической функцией вида:

$$f(x) = \frac{1}{1 + a \cdot \exp(x + b)}, \quad (3.7)$$

где a и b -- подбираемые параметры.

Моделирование и расчет теплопередачи производился на трехмерной сетке, размер которой соответствует предполагаемому размеру микроплазмы. Шаг сетки равен l , площадь грани одного «кубика», образованного сеткой, равна S . Также задавалась плотность вещества ρ . Исходя из средней интенсивности импульса тока и его длительности, рассчитанной в п.3.2, мы можем определить количество электронов, участвующих в пробое, а значит, и потерю энергии на нагревание Q . Количество теплоты, выделяющееся в одном «кубике», равно:

$$Q = c \cdot m \cdot \Delta T, \quad (3.8)$$

где c – удельная теплоемкость, $m = \rho V = \rho S l$ – масса «кубика», ΔT – изменение температуры. Отсюда, зная Q , можно определить температуру:

$$T = \frac{\Delta Q}{c \rho S l} \quad (3.9)$$

В интегральной форме закон теплопроводности имеет вид:

$$P = -\frac{\lambda S}{l} \cdot \Delta T, \quad (3.10)$$

где P – мощность тепловых потерь (количество теплоты), λ – коэффициент теплопроводности. Подставляя (3.9) в (3.10), получим суммарное количество теплоты, переданное «кубику» с номером i, j, k от соседних «кубиков» за единицу времени:

$$\sum Q_{i,j,k} = \frac{\lambda S}{l} \Delta t \left(\Delta T_{i-1,j,k} + \Delta T_{i+1,j,k} + \Delta T_{i,j-1,k} + \Delta T_{i,j+1,k} + \Delta T_{i,j,k-1} + \Delta T_{i,j,k+1} \right)$$

С учетом того, что температура самого «кубика» нам уже известна, упрощаем выражение:

$$\sum Q_{i,j,k} = \frac{\lambda S}{l} \Delta t (6T_{i,j,k} - T_{i-1,j,k} - T_{i+1,j,k} - T_{i,j-1,k} - T_{i,j+1,k} - T_{i,j,k-1} - T_{i,j,k+1})$$

Тем самым моделировалось влияние изменения температуры на концентрацию носителей, подвижность и энергию ионизации.

3.6. Структура обратных связей

Для моделирования лавинного пробоя p - n -перехода было применен системный подход, следствием которого стало представление p - n -перехода в виде системы с большим количеством положительных, т.е. способствующих лавинному пробоя, и отрицательных, т.е. подавляющих пробой, обратных связей. Структура заложенных в модель обратных связей представлена на рисунке 3.11. Положительные обратные связи показаны красными стрелками, отрицательные – синими. Происхождение обратных связей объяснено в пп. 3.3-3.5 настоящей главы.

В модели поддержание и прекращение пробоя определяется путем непрерывного вычисления вероятностей P_1 и P_2 при меняющихся параметрах системы.

Когда анализ микроплазменного пробоя производится по осциллограмм, полученным с помощью АЦП, т.е. на макроуровне, но без учета температурные зависимостей, он представляется марковским. Однако, если учесть температурные зависимости, процесс становится немарковским. Немарковость является основным условием фрактальности [100, 101]. Поэтому именно наличие медленных тепловых обратных связей определяет свойства фрактальности и персистентности микроплазменного пробоя p - n -перехода.

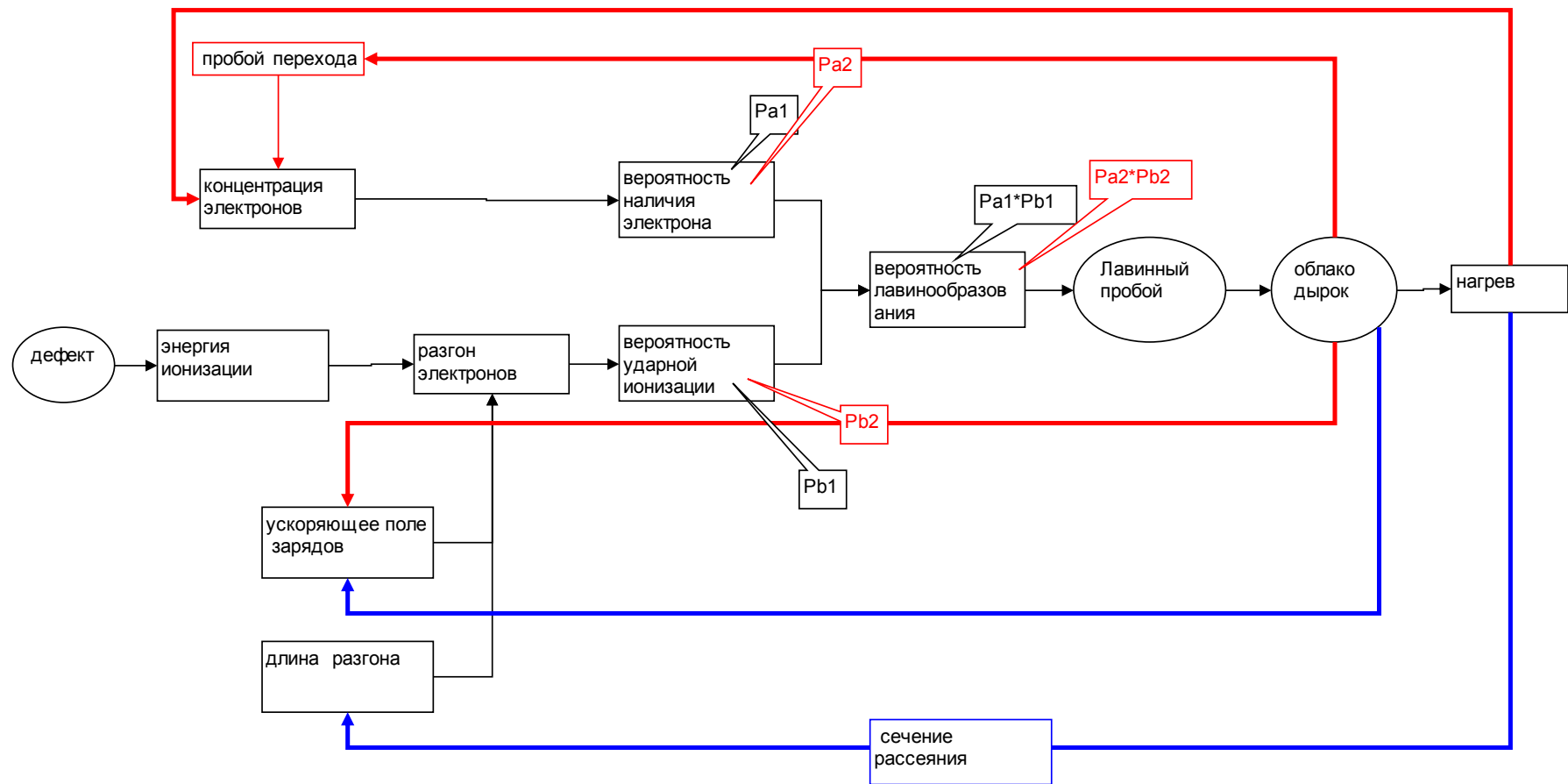


Рисунок 3.11 – Схема обратных связей

3.7. Программная реализация имитационной модели лавинного пробоя *p-n*-перехода

Компьютерная модель лавинного пробоя *p-n*-перехода включает в себя микро- и макроуровень. Для моделирования в системе Matlab был разработан комплекс программ, включающий пять основных и ещё четыре вспомогательные программы. Стартовое окно, посредством которого можно запустить любую программу, представлено на рисунке 3.12.

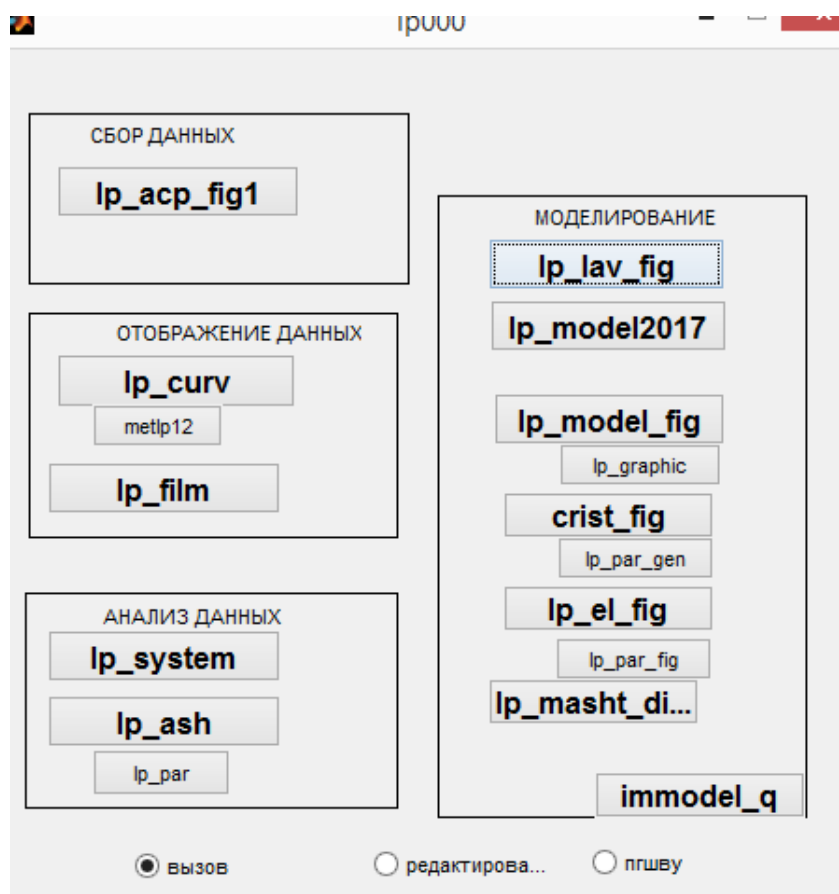


Рисунок 3.12 – Стартовое окно основной программы

В пп. 3.3 и 3.4 были описаны положения, которые легли в основу моделирования на микроуровне. Окно программы, с помощью которой моделируются процессы, происходящие на микроуровне, представлено на рисунке 3.13.

Во втором столбце исходных данных показаны значения вероятностей P_{a1} , P_{a2} , P_{b1} и P_{b2} (сверху вниз соответственно), которые получены в текущий

момент. На левом графике показаны кривые зависимости вероятностей P_1 (розовая кривая) и P_2 (синяя кривая) от напряжения U_x , подаваемого на моделируемую структуру. Ниже представлены три временные зависимости (по аналогии с осциллограммами, рассматриваемыми в п. 3.2): верхняя диаграмма (показана синим цветом) – логический импульсный ряд, на основании которого строится временной ряд во втором окне (сверху вниз), который сравнивался с осциллограммой тока, полученной посредством осциллографа. Самая нижняя диаграмма представляет собой сглаженный временной ряд с второй диаграммы. Он сравнивался с осциллограммой тока, полученной посредством АЦП.

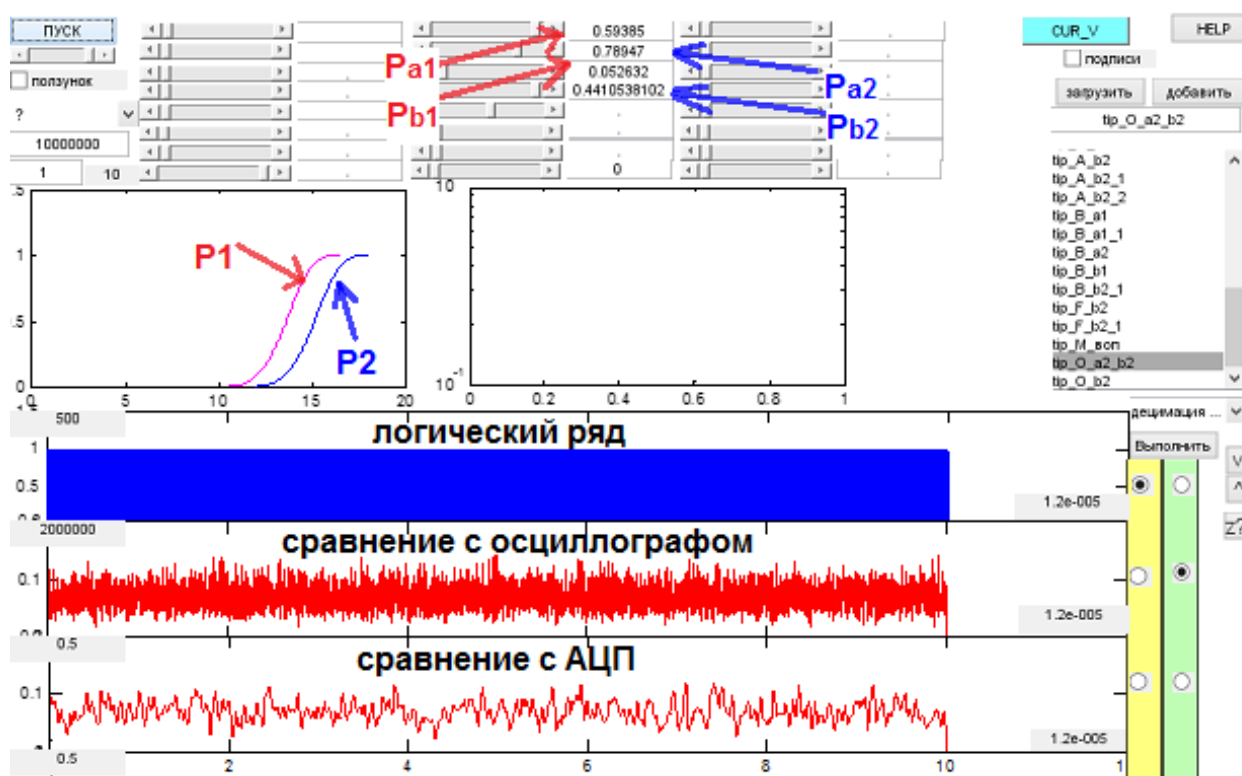


Рисунок 3.13 – Окно программы, моделирующей лавинный пробой на микроуровне

Осциллограммы тока, полученные с помощью моделирования временных рядом, были сопоставлены с экспериментальными. На рисунке 3.14 видно, что прямоугольная форма импульсов легко получается в обоих случаях. Справа также показано построение кривых фрактальной размерности и её вычисление. Осциллограммы лавинного пробоя одного и того же типа на качественном уровне

выглядят сходным образом; на количественном уровне теоретические значения фрактальной размерности, рассчитанные с помощью модели, также хорошо соответствовали значениям, полученным в ходе эксперимента: 1,46 и 1,45 соответственно.

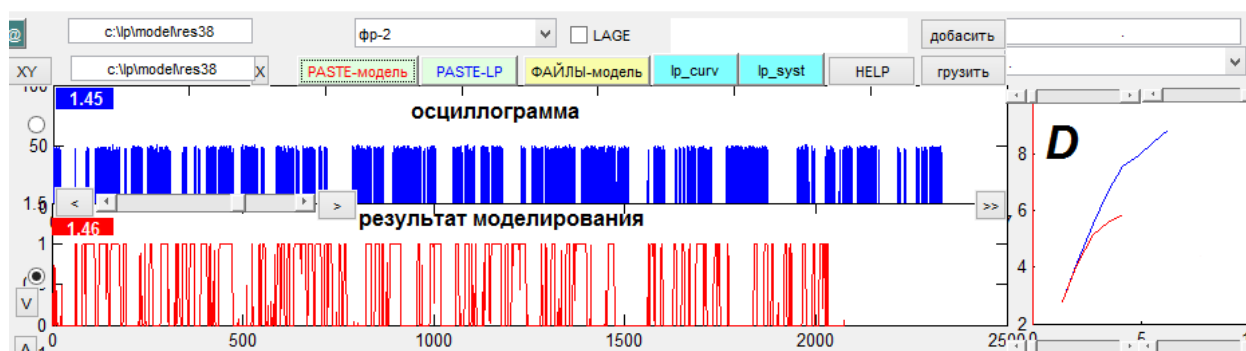


Рисунок 3.14 – Сопоставление экспериментальных данных и результатов моделирования

3.8. Моделирование типов лавинного пробоя *p-n*-перехода и обоснование предложенной классификации

Во второй главе была рассмотрена классификация типов лавинного пробоя, основанием которой послужили экспериментальные данные. Разработанная имитационная модель лавинного пробоя *p-n*-перехода должна объяснять представленную классификацию.

Классификация была основана на визуальном сравнении осциллограмм тока, полученных с помощью АЦП. При анализе данных моделирования мы ориентировались на нижнюю диаграмму (см. рис. 3.13).

Разработанная компьютерная модель показала, что тип пробоя определяется состоянием системы на микроуровне, а именно – соотношением вероятностей P_{a1} , P_{a2} , P_{b1} и P_{b2} . Анализировалось, как соотношения вероятностей влияют на поведение системы, тип лавинного пробоя и его фрактальные свойства.

Тип X возникает в следующих случаях:

1. При высокой вероятности наличия электрона в области дефекта до развития пробоя P_{a1} и при малых значениях P_{b1}, P_{b2} . Этот случай показан на рисунке 3.13. Зависимости от вероятности P_{a2} при этом не выявлено.

2. При высоких значениях вероятностей P_{a1}, P_{a2}, P_{b1} и при значениях $P_{b2} < 0,95$. Этот случай продемонстрирован на рисунке 3.15. Ситуация, когда $P_{b2} < P_{b1}$, создается, если возникшее облако дырок замедляет разгон электрона (т.е. увеличение его энергии на длине свободного пробега) или если в результате нагрева уменьшилась длина свободного пробега, а значит, и транспортная длина электронов.

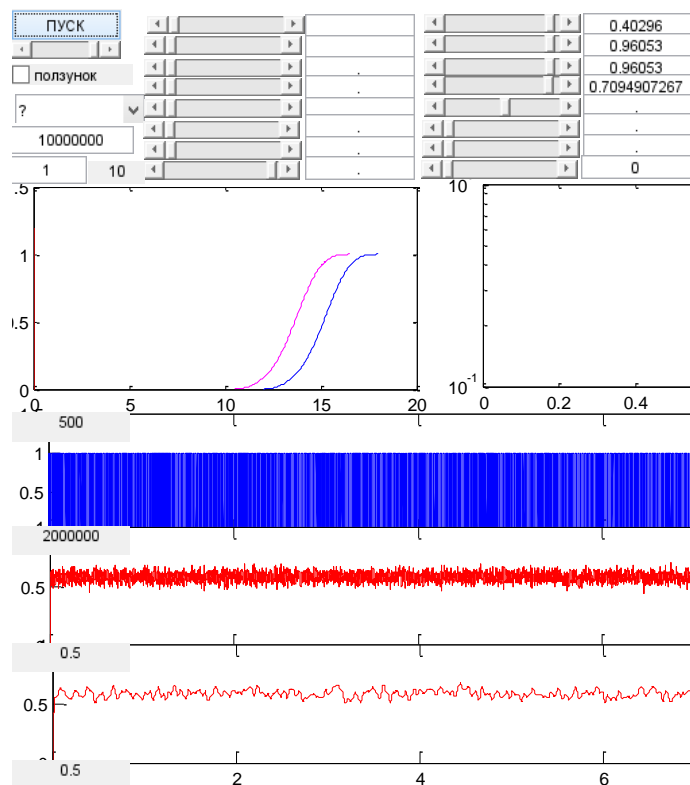


Рисунок 3.15 – Реализация лавинного пробоя типа X при $P_{b2} < P_{b1}$

3. Часто встречалась ситуация, представленная на рисунке 3.16, когда P_{a1} и P_{a2} невелики, а P_{b1} велико: явно выраженные импульсы на осциллограммах тока не наблюдались.

Вывод: тип X может наблюдаться в структурах, в которых дефект расположен таким образом, что либо не обеспечивает срабатывание

«предпороговых» механизмов ударной ионизации (вероятность P_{b1} мала), либо концентрация электронов недостаточна для того, чтобы увеличить вероятность запуска лавины в области дефекта. Другими словами, не нашлось дефекта с глубоким энергетическим уровнем или туннелирование с них не происходит. Структура p - n -перехода практически не меняется в процессе эксплуатации, поэтому пробой типа X не может переродиться в пробой другого типа. Но в сам пробой типа X могут трансформировать пробой других типов в случаях, когда вероятность присутствия электрона в микроплазме меньше, чем вероятность присутствия электрона в потенциальной области пробоя до его пробоя ($P_{a2} < P_{a1}$) или когда вероятность акта ударной ионизации после начала процесса лавинообразования становится меньше, чем до него ($P_{b2} < P_{b1}$). Это может произойти в результате действия отрицательных обратных связей и приводит к переходу системы в новое состояние – полного лавинного пробоя.

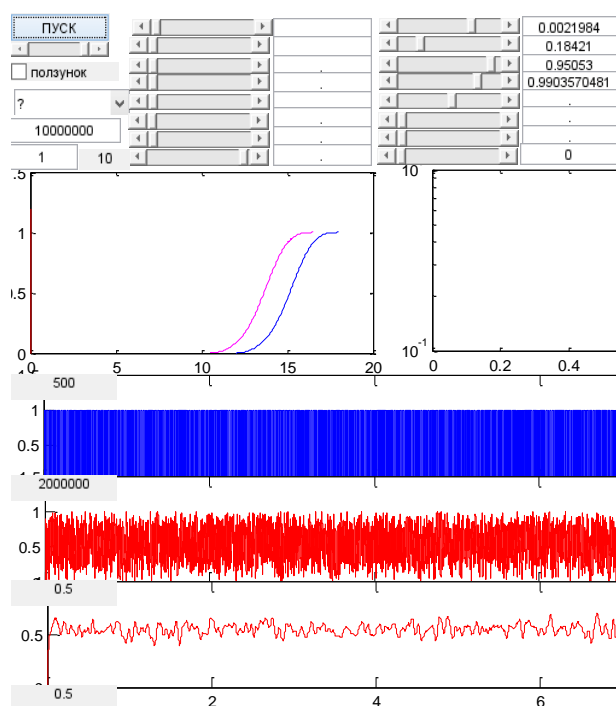


Рисунок 3.16 – Реализация лавинного пробоя типа X при малой вероятности попадания электрона в область микроплазмы

Пробой типов Б и П могут перерождаться из одного в другой. Наиболее сильно выражена зависимость типа пробоя от вероятности P_{b2} , которая близка к 1, т.к. эта вероятность обуславливает возникновение длинных импульсов тока одинаковой амплитуды, которыми характеризуется пробой типа Б. На рисунке 3.17 видно, единичные импульсы практически слились в один при $P_{b2} \rightarrow 1$. При $P_{b2} < 0,99991$ чаще всего возникает пробой типа П, что продемонстрировано на рисунке 3.18.

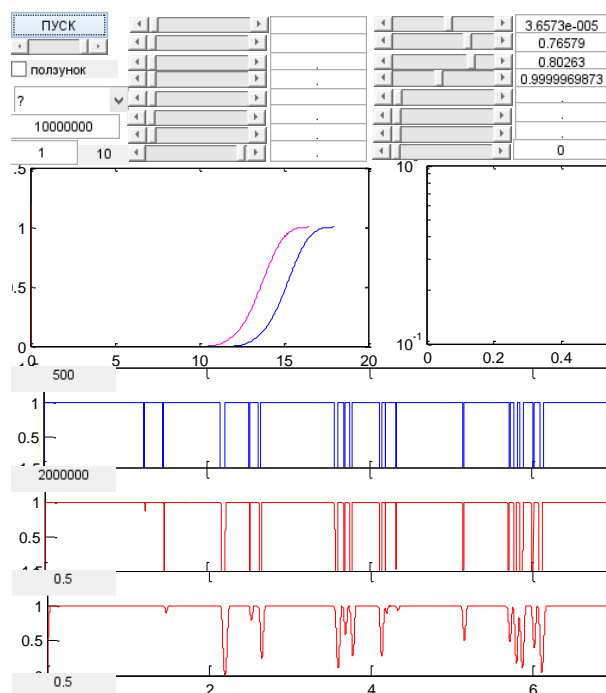


Рисунок 3.17 – Реализация лавинного пробоя типа Б, $P_{b2} > 0,99991$

Пробой типа П может возникнуть и при $P_{b2} > 0,99991$ в тех случаях, когда:

1. $P_{a1} \approx 1,8 \cdot 10^{-5}$, P_{a2}, P_{b1} близки к 1. Если P_{a2} становится меньше 0,92, пробой типа П переходит в пробой типа Б;
2. $P_{a1} \approx 1,8 \cdot 10^{-5}$, $P_{a2} > 0,92$, $P_{b1} < 0,3$. Если P_{b1} становится больше 0,3, пробой типа П переходит в пробой типа Б.

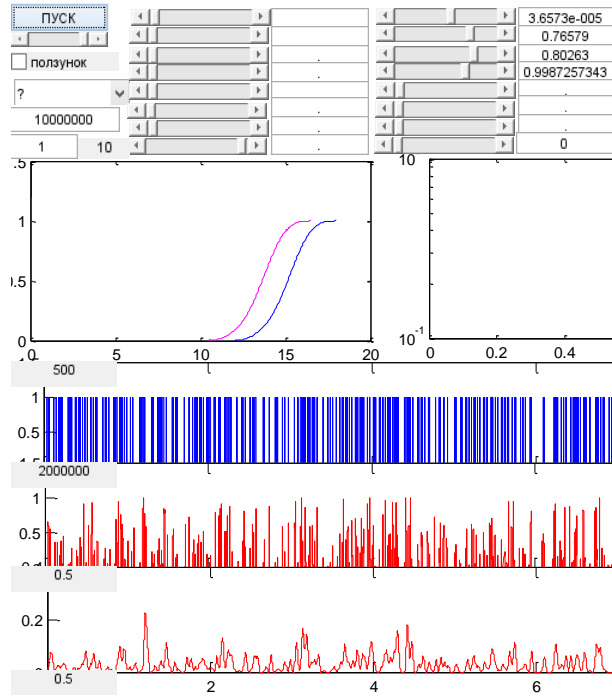


Рисунок 3.18– Реализация лавинного пробоя типа П, $P_{b2} < 0,99991$

На рисунке 3.19 представлен один из случаев, когда при данном значении P_{b2} реализуется лавинный пробой типа П. При этом же значении P_{b2} может наблюдаться лавинный пробой типа Х, если увеличить вероятность P_{a1} , что показано на рисунке 3.19, и может наблюдаться пробой типа Б, если вероятность P_{a2} будет очень мала, что продемонстрировано на рисунке 3.20.

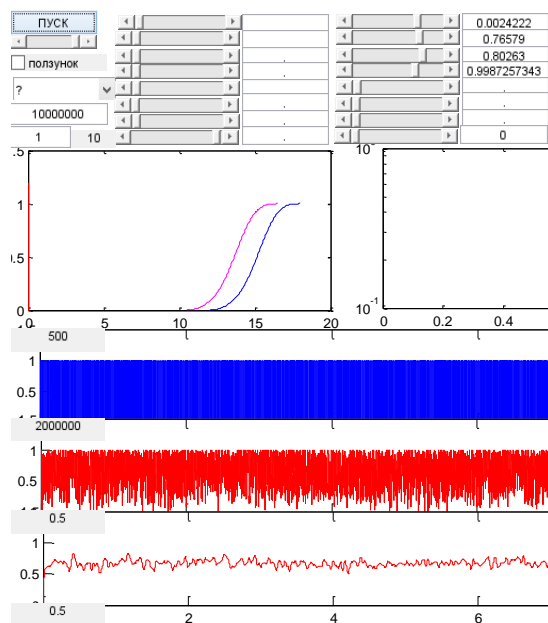


Рисунок 3.19 – Исключение: пробой типа Х

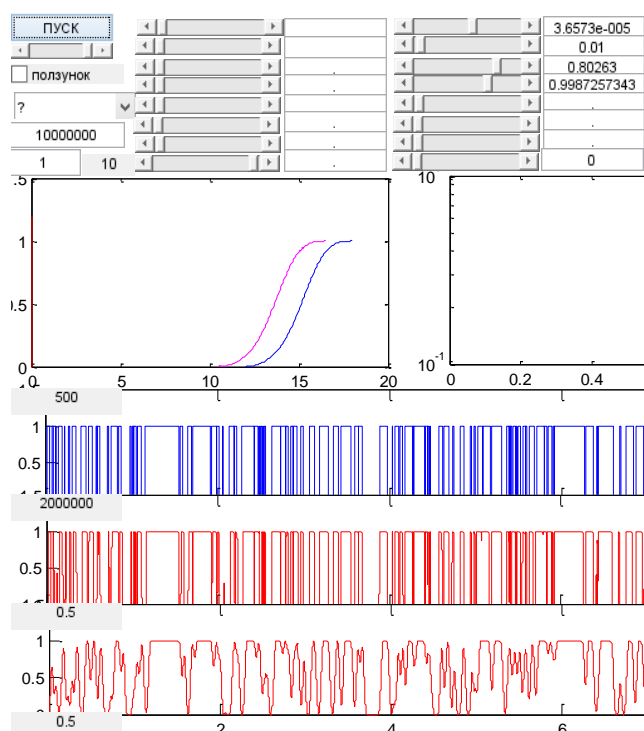


Рисунок 3.20 – Исключения: пробой типа Б

Также удалось смоделировать случаи, когда возникают переходные подвиды пробоев.

Например, тип F возникает как переходный между типами П и Б, в случае, если $P_{b2} \approx 0,99997$, что соответствует пробую типа Б, но при $P_{a2} \approx 0,83$, что продемонстрировано на рисунке 3.21.

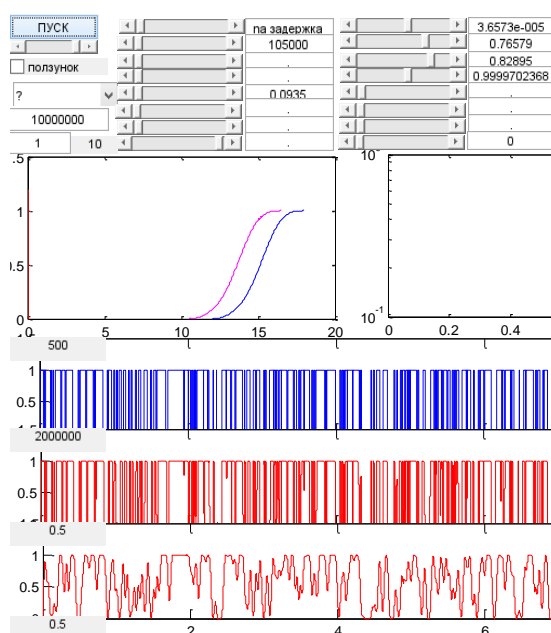


Рисунок 3.21 – Реализация лавинного пробоя типа F

Также был обнаружен пробой типа М, который характеризуется тремя уровнями тока и тоже встречается как переходный (например, от типа Б к П). На рисунке 3.22 мы видим импульсы одинаковой амплитуды, которые создают устойчивую постоянную составляющую силы тока, но, вместе с тем, также встречаются и импульсы с более высокой амплитудой. Реализуется этот тип пробоя в весьма узком диапазоне вероятностей: P_{a1} и P_{a2} должны быть велики, но не равны 1, а P_{b1} и P_{b2} – малы. Такая ситуация может возникнуть, когда в результате пробоя образуется облако дырок, с одной стороны, увеличивающее концентрацию носителей в области пробоя, но, с другой стороны, увеличивающее на некоторое время запирающее поле. Эти два конкурирующих фактора и могут создать подобную картину вероятностных процессов.

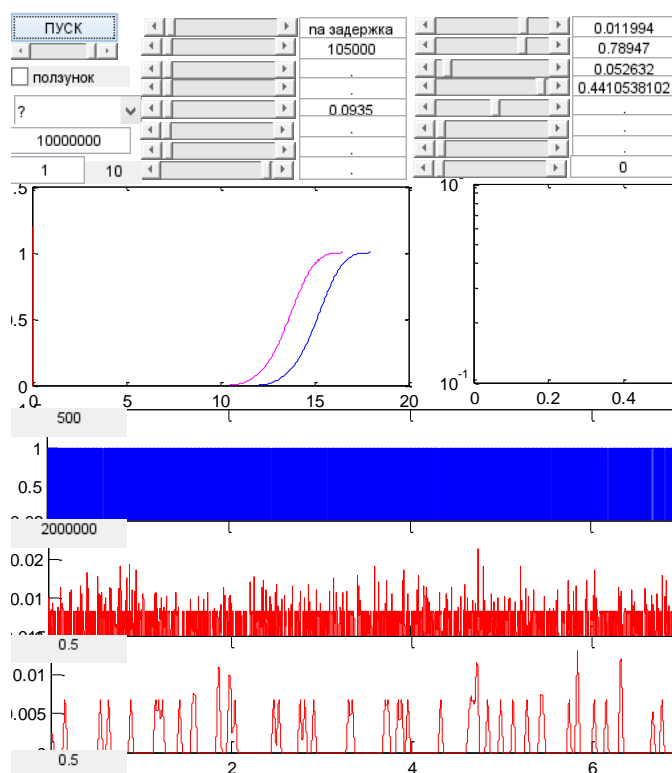


Рисунок 3.22 – Реализация лавинного пробоя типа М

Таким образом, в результате анализа данных, полученных при моделировании лавинного пробоя p - n -перехода, были выявлены предпосылки и закономерности образования тех или иных подвидов лавинного пробоя. Показано, что различия, которые легли в основу классификации, представленной в второй

главе, являются следствиями различных механизмов лавинного пробоя, а именно – определяются теми факторами и взаимосвязями, которые преобладают в текущий момент.

3.9. Выводы по главе. Результаты имитационного моделирования

По результатам данных экспериментов в конце второй главы была сформулирована основная задача диссертационного исследования, а именно: разработка имитационной модели лавинного пробоя *p-n*-перехода, поясняющей механизмы неустойчивости микроплазмы с учетом преобладающих электрических и температурных зависимостей. Также эта модель должна была объяснять полученные экспериментальные данные, в том числе: различия формы импульсов и разработанную на основе этого критерия классификацию, нестабильность лавинного пробоя, а также обнаруженное свойство фрактальности.

В данной главе была описана методика моделирования, двухуровневая структура модели, базовые физические принципы, которые легли в основу моделирования. В результате проделанной работы полученная модель:

1. Опирается вероятностями возникновения лавины и развития пробоя, которые включают в себя вероятность наличия электрона в потенциальной области пробоя, а также вероятность акта ударной ионизации, т.е. применяется вероятностный подход;

2. Является имитатором, в основу которого положена динамическая система обратных связей; таким образом, все действующие факторы рассматриваются в совокупности, т.е. применяется системный подход в имитационном моделировании;

3. Полностью объясняет экспериментальные данные.

Важная роль отводится дефекту и его характеристикам: энергии активации (т.е. энергии ионизации носителей заряда на дефекте) и тому, как он искажает кристаллическую решетку, т.е. изменяет эффективное сечение рассеяния.

С помощью имитационного моделирования выявлены закономерности формирования различных типов пробоя и перехода одного типа в другой. Было показано, что различия в форме импульсов вызваны не внешними факторами, например, изменением нагрузочного сопротивления, как упоминается в литературе [1, 8], а соотношением вероятностей, за которыми стоят определенные физические процессы – процессы транспорта носителей заряда в электрических полях, происходящие на микроуровне. При этом наличие фрактальных свойств определяется в основном процессами, происходящими на макроуровне, т.е. факторами саморазогрева.

Также разработанная имитационная модель позволила обосновать фрактальный подход к описанию микроплазменного пробоя p - n -перехода на предмет обоснования систематики и установленных закономерностей, при этом основным достоинством разработанной имитационной модели является её интерактивность, что удобно при изучении явления и проверки теории. Поэтому данная разработка может использоваться и при дальнейшем исследовании пробоя p - n -перехода. Перспективам дальнейших исследований и практической значимости полученных результатов будет посвящена следующая глава.

Глава 4. Применение фрактальных свойств микроплазменного пробоя твердотельных р-п-структур

4.1. Новый вид фрактального сигнала на основе микроплазменного шума как альтернатива существующим хаотическим сигналам

В большинстве современных систем связи в качестве несущих колебаний используются гармонические сигналы. Информационный сигнал в передатчике модулирует эти колебания по амплитуде, частоте или фазе, а в приемнике информация выделяется с помощью обратной операции – демодуляции.

Для повышения скрытности передачи информации иногда используют и хаотические несущие колебания [102].

Динамический (детерминированный) хаос – это сложные непериодические колебания динамической системы, порождаемые свойствами самой системы в отсутствии внешних шумов [102]. Научный интерес к детерминированному хаосу связан с тем, что он обладает многими свойствами случайных процессов, такими как сплошной спектр мощности, непредсказуемость во времени, высокая чувствительность к начальным условиям. Это обуславливает причины, по которым хаос привлекателен для использования в радиотехнике и системах связи, в частности в качестве несущих колебаний. Скрытность передачи в системах связи с хаотической несущей достигается за счет того, что сложно не только демодулировать хаотическую несущую, но и определить существование информации в нерегулярном хаотическом сигнале без знания характеристик и параметров передатчика.

Большинство хаотических систем связи используют явление синхронного хаотического отклика [102-116]. Если рассматривать это явление с помощью декомпозиции колебательной системы, пример которой представлен на рисунке 4.1, то после разделения передающей или ведущей системы U на две подсистемы V и W , сигнал с одной из них передается по каналу. Затем поступает на вход первой подсистемы приемника или ведомой системы. В приемнике одна из связей разорвана и именно в разрыв подается входящий сигнал. Этот процесс показан

на рисунке 4.2., где первая система U_1 – передатчик или ведущая система, а вторая U_2 – ведомая система или приемник. Если выход V_1 подать на вход W_2 , осуществляя направленное воздействие на подсистему U_2 , то при определенных условиях можно получить $|V_1(t) - V_2(t)| \rightarrow 0$ при $t \rightarrow \infty$. Принято считать, что синхронный хаотический отклик реализовался, если это выражение выполняется.

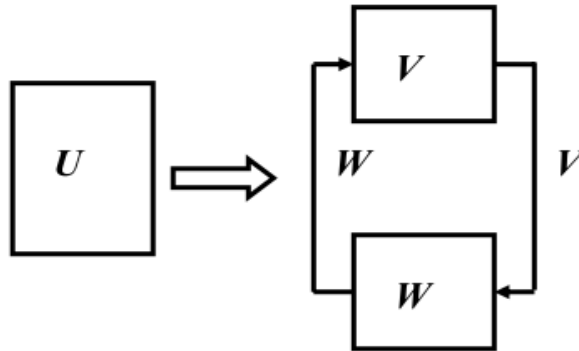


Рисунок 4.1 – Декомпозиция автоколебательной системы

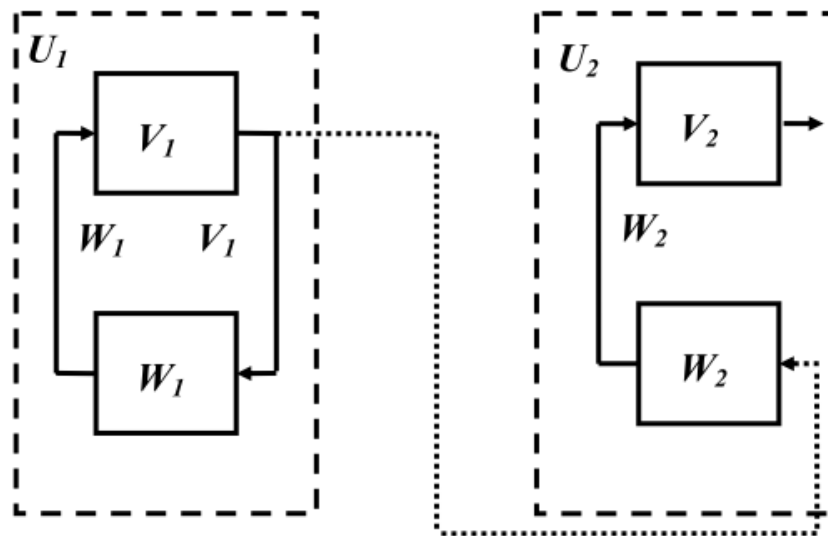


Рисунок 4.2 – Формирование пары систем «ведущая-ведомая»

Основные способы добавления полезного сигнала к хаотическому включают в себя: хаотическую маскировку, переключение хаотических режимов, нелинейное подмешивание, использование фазовой автоподстройки частоты, аддитивные методы и другие. Нужно отметить, что существует как когерентные методы передачи информации с использованием хаоса – с использованием

явления синхронного хаотического отклика, так и некогерентные. Некогерентные методы используются в прямохаотической передаче. Суть прямохаотической передачи состоит в том, что хаотический сигнал генерируется непосредственно в передаваемом диапазоне частот, т.е. в радио- или СВЧ-диапазоне [102].

В результате анализа имеющихся источников был выявлен ряд недостатков хаотических систем:

- высокая чувствительность к рассогласованию параметров передатчика и приёмника;
- высокая чувствительность к искажениям и шумам в канале связи;
- прямохаотическая передача не обладает свойством конфиденциальности;
- сложность управления динамикой ведущей системы;
- и другие недостатки, связанные с защитой канала связи и помехоустойчивостью.

Попытки устранить данные недостатки приводят к усложнению схем приёма-передачи, что препятствует широкому внедрению хаотических систем в сферы телекоммуникации и радиосвязи.

Альтернативой хаотическим сигналам могут служить фрактальные сигналы, которые обладают рядом привлекательных свойств хаоса, но лишены основных его недостатков.

«Фрактальная радиотехника» и «фрактальная радиолокация» на сегодняшний день ещё остаются развивающимися областями науки и техники. Фрактальные сигналы, разработанные в ИРЭ РАН А.А. Потаповым [100, 101], изначально обычно не обладают свойством фрактальности. Оно приобретается при модуляции гармонических несущих колебаний фрактальными функциями, что усложняет систему передачи.

Опробована возможность создания нового поколения радиоэлементов – фрактальных радиоэлементов. И некоторые из них уже созданы, например, фрактальный конденсатор [100].

Фрактальным радиоэлементом является и обратносмещенный светодиод на основе фосфида галлия, функционирование которого описано в предыдущих

главах. В отличие от фрактальных сигналов, которые разработаны на сегодняшний день [91, 100-102, 117] и являются искусственно синтезированными, фрактальный сигнал, полученный от обратносмещенного p - n -перехода, является природным и также может быть использован в радиотехнике.

4.2. Генератор фрактального сигнала

На основании проведенных исследований с привлечением промышленно изготовленных твердотельных элементов, сигнал от которых обрабатывался с помощью компьютерного моделирования в среде MatLab, во второй главе был сделан вывод, что фрактальная размерность сигнала от обратносмещенного p - n -перехода зависит от приложенного к нему напряжения. Уменьшение напряжения и переход от режима полного лавинного пробоя к режиму развитого лавинного пробоя приводят к усилению фрактальных свойств временного ряда импульсов. Когда же через p - n -переход, включенный в обратном направлении, начинает течь практически постоянный ток, фрактальные свойства исчезают.

Данное явление легло в основу разработанного генератора фрактального сигнала. Цель разработки – генерирование случайного сигнала с регулируемой фрактальной размерностью и уровнем.

Микроплазменный шум активно используются при создании генераторов шума в полосе частот до нескольких мегагерц. К тому же он может являться основой для создания физического генератора случайных чисел (сигналов) с фрактальными свойствами. Основное преимущество такого генератора состоит в том, что образование и рассасывание микроплазм – подлинно случайный, а не алгоритмизированный, процесс [A11].

Таким образом, проведенные экспериментальные и теоретические исследования выявили, что p - n -переход, включенный в обратном направлении, является источником микроплазменного шума, обладающего фрактальными свойствами, а значит, такой p - n -переход можно использовать в качестве источника сигнала в электронном генераторе фрактального сигнала. Причем фрактальная размерность D такого сигнала может меняться в зависимости от

приложенного к его катоду постоянного напряжения [А7]. Более того, были определены кривые зависимости фрактальной размерности D от величины приложенного к светодиоду постоянного напряжения (показаны в главе 2).

Структура устройства, представленная на рисунке 4.3, может быть разбита на несколько блоков. В компактном виде генератор представляет собой источник фрактального сигнала и высокочувствительный, малозумящий усилитель, который содержит предварительный усилитель и главный усилитель, между которыми помещен регулятор уровня, роль которого выполняет переменный резистор 6 [А6].

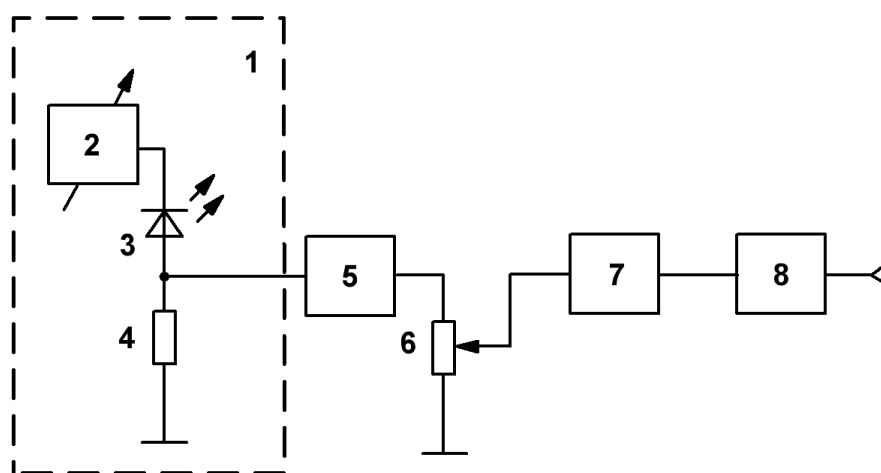


Рисунок 4.3 – Структурная схема устройства: 1 – источник фрактального сигнала; 2 – регулируемый прецизионный источник постоянного напряжения, 3 – светодиод; 4 – нагрузочный резистор, 5 – предварительный усилитель; 6 – переменный резистор; 7 – главный усилитель; 8 – корректирующий фильтр

Подготовка к работе данного устройства заключается в строгой установке требуемого значения выходного сигнала регулируемого прецизионного источника 1 постоянного напряжения, подаваемого на катод светодиода, что повлечет за собой установку желаемой величины фрактальной размерности D . При этом с помощью регулятора 6 уровня на выходе устройства выставляется необходимое значение напряжения.

Генератор фрактального сигнала предназначен для использования как в радиоизмерительной технике при моделировании различных радиоэлектронных систем и проведении высокоточных измерений малых значений физических величин, так и в радиосистемах различного назначения в качестве опорного генератора случайного сигнала, обладающего фрактальным характером распределения вероятностных свойств, в том числе в фрактальной радиоэлектронике, фрактальных системах связи, компьютерной технике, локации и т.д. [А6].

4.3. Передача информации с помощью нового вида фрактального сигнала

По результатам экспериментальных исследований и моделирования в системе Matlab, в качестве источника фрактального сигнала нами предлагается обратновключенный *p-n*-переход. Данный тип сигнала обладает фрактальной временной реализацией. Для того, чтобы использовать этот сигнал для передачи по каналу связи, необходимо подвергнуть его обработке, иллюстрация которой приведена на рисунке 4.4. На первом этапе, исходя из установленного уровня компарации (красная линия), фиксируются моменты времени, в которые появился импульс амплитудой более 2 мВ (верхняя осциллограмма). Далее осуществляется смешивание фрактальных импульсов (вторая осциллограмма – сверху вниз) с информационным бинарным сигналом (третья осциллограмма). На нижней осциллограмме видно, что в такой смеси импульсы друг от друга неотличимы [А13].

На рисунке 4.5. показано, как из смеси (верхняя осциллограмма) формируется пилообразный сигнал, средняя частота которого $\sim 100\text{МГц}$, положительному импульсу соответствует частота выше средней, отрицательному – ниже средней (вторая осциллограмма – сверху вниз). Нарастание частоты пропорционально длительности временных интервалов между импульсами смеси. На третьей осциллограмме показано масштабирование

по времени. В результате получается частотно-модулированный сигнал с фрактальными характеристиками (нижняя осциллограмма), который уже можно передавать по каналу связи с высокой степенью конфиденциальности.

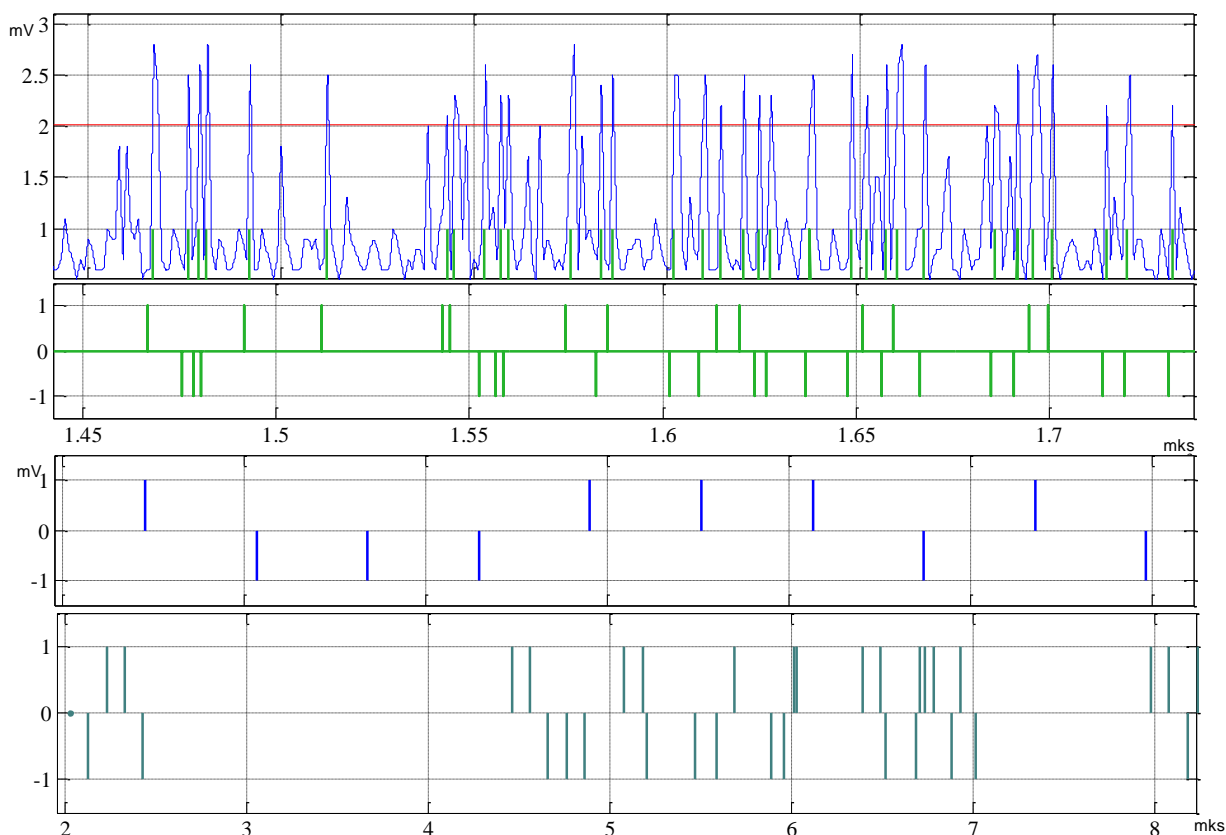


Рисунок 4.4 – Формирование смеси фрактального и полезного сигналов, сверху вниз: фрактальный сигнал от обратносмещенного $p-n$ -перехода, импульсный фрактальный сигнал, полезный информационный сигнал, смесь двух сигналов

Подробнее формирование частотно-модулированного колебания на основе фрактального можно увидеть на рисунке 4.6. Розовым цветом показан сигнал, обладающий фрактальными свойствами и полученный от обратносмещенного $p-n$ -перехода; красным цветом показан пилообразный сигнал, который формируется исходя из временного распределения импульсов фрактального сигнала: нарастание частоты пропорционально длительности временных интервалов между импульсами. На его основе получен частотно-модулированный сигнал, показанный синим цветом.

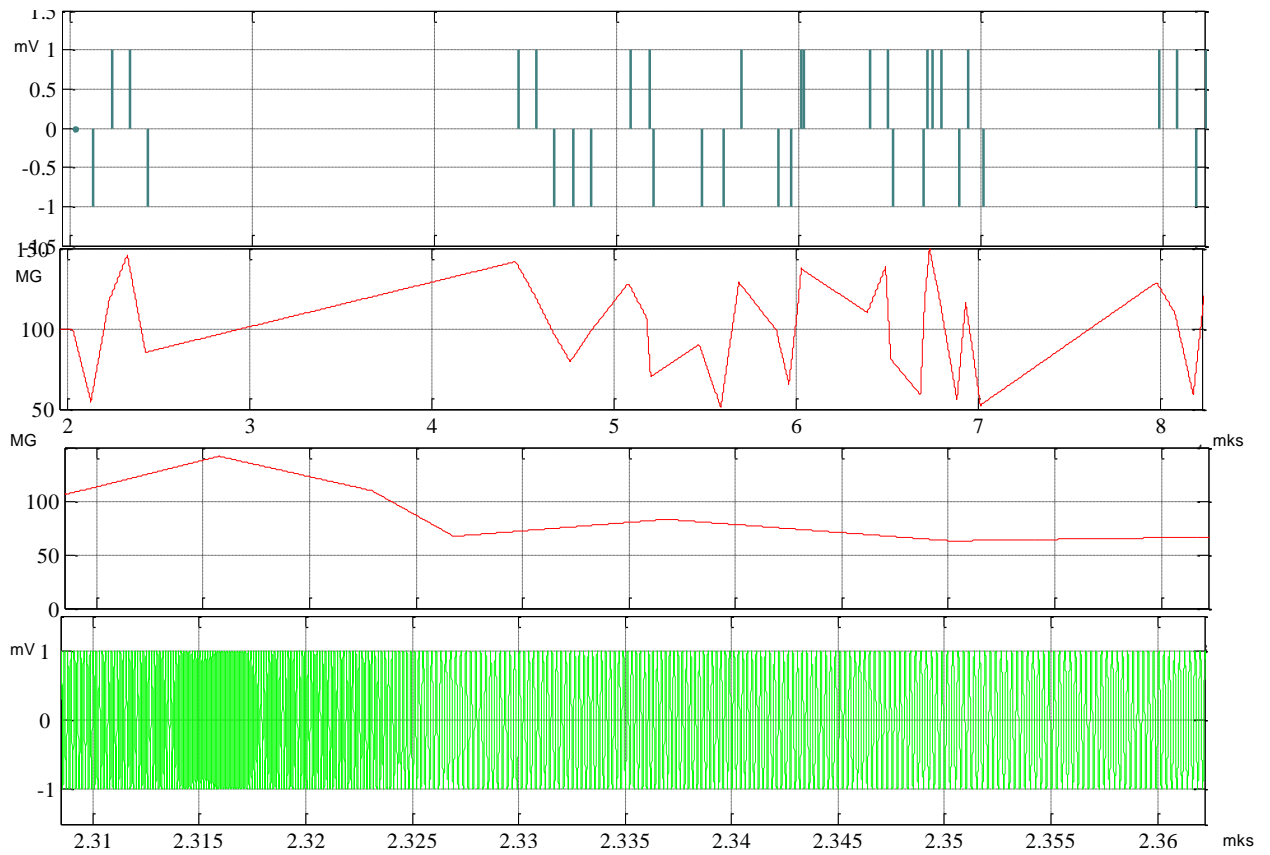


Рисунок 4.5 – Формирование частотно-модулированного сигнала с фрактальными характеристиками, сверху вниз: смесь двух сигналов, пилообразный сигнал на основе смеси, масштабирование пилообразного сигнала по времени, частотно-модулированный сигнал

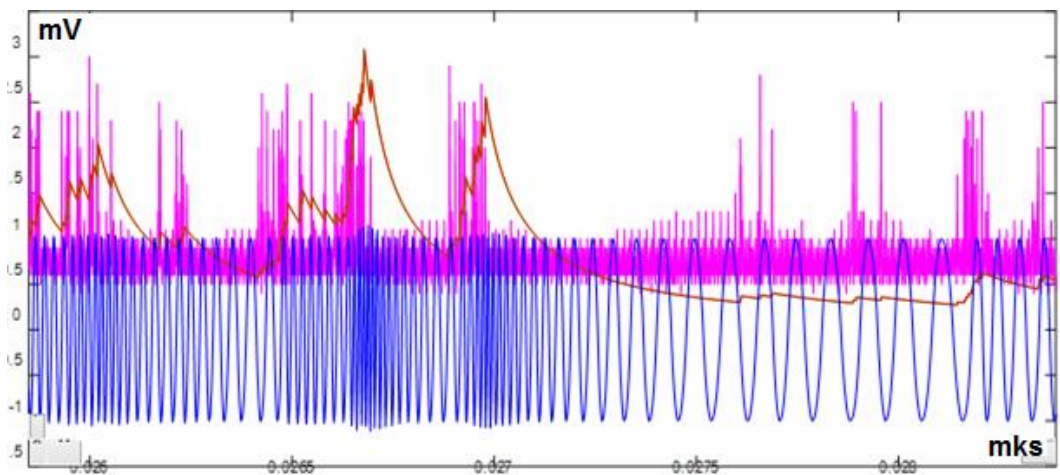


Рисунок 4.6 – Формирование частотно-модулированного сигнала

В результате обратных операций на приемной стороне извлекается полезный сигнал (см. рисунок 4.7) [A19]. На приёмную сторону поступает частотно-модулированное колебание, в котором за счет предварительного замешивания полезного и фрактального сигналов, и последующей модуляции по частоте, практически невозможно распознать и извлечь полезный сигнал, не обладая идентичным обратносмещённым полупроводниковым $p-n$ -переходом с заданным значением напряжения и фрактальной размерности, при которых формировался исходный фрактальный сигнал на передающей стороне.

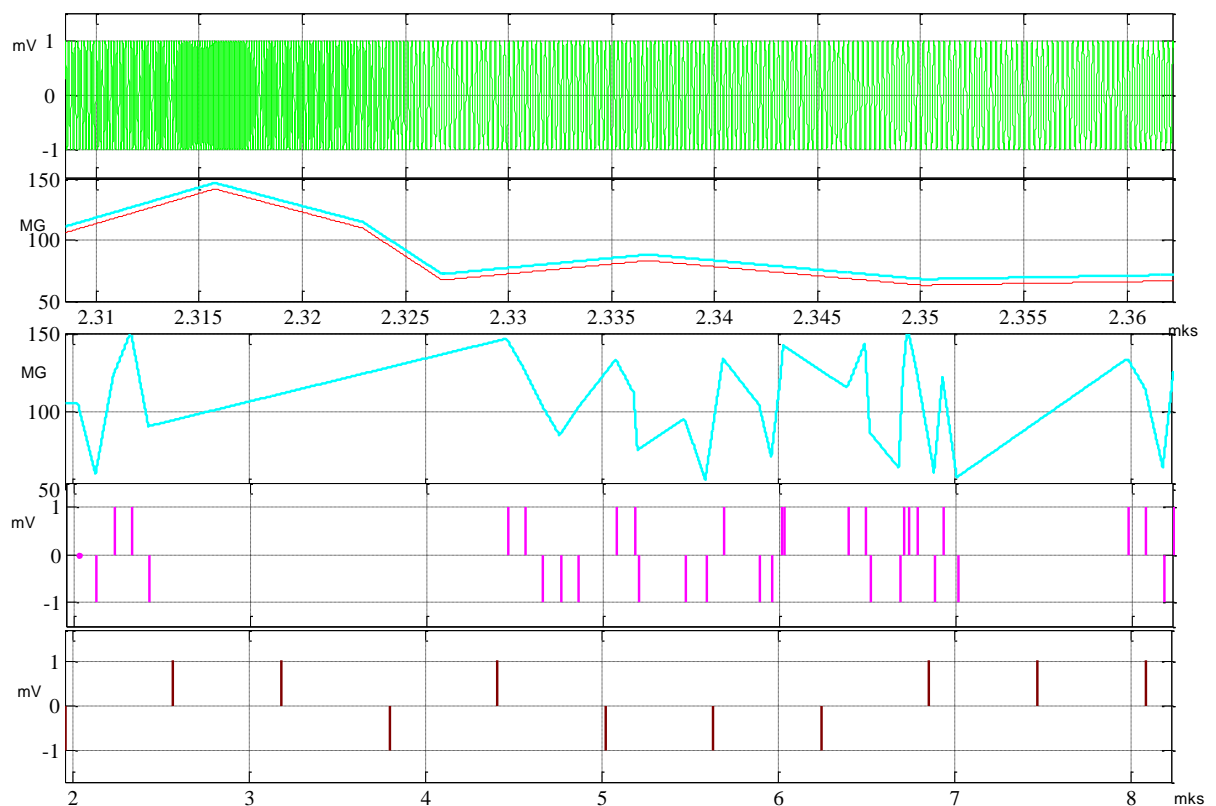


Рисунок 4.7 – Прием сигнала

На рисунке 4.8. продемонстрировано сравнение полезного переданного сигнала с извлеченным на приемной стороне. Извлечённый сигнал повторяет переданный с точностью до задержки [A13].

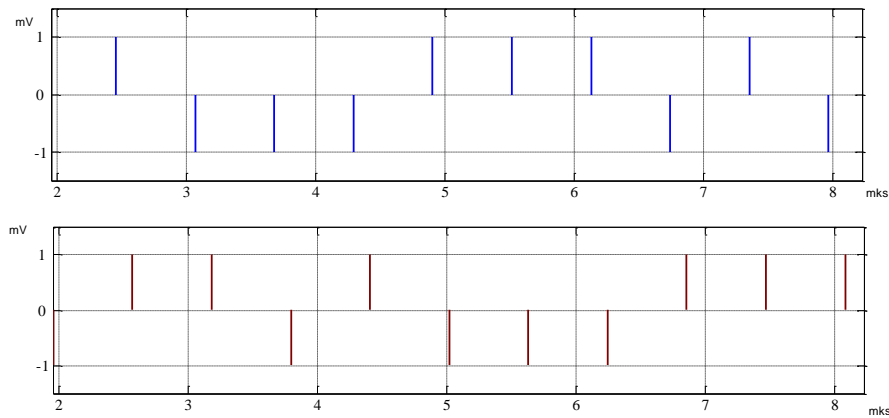


Рисунок 4.8 – Сравнение полезного переданного сигнала (верхний) с принятым (нижний)

4.4. Свойства полученного частотно-модулированного сигнала

Методы прямохаотической передачи информации имеют ряд достоинств. Это и возможность высокоскоростной передачи, и устойчивость к многлучевому распространению. Тем не менее, основным достоинством является его широкополосность (или сверхширокополосность). Коэффициент широкополосности определяется как:

$$\eta = \frac{f_2 - f_1}{f_2 + f_1},$$

где f_1, f_2 – верхняя и нижняя частоты в спектре сигнала. В случае, если $\eta \leq 0,01$, сигнал считается узкополосным, при $0,01 \leq \eta \leq 0,25$ сигнал считается широкополосным, и при $0,25 \leq \eta \leq 1$ – сверхширокополосным.

Полученный в результате преобразований частотно-модулированный сигнал с фрактальными характеристиками по полосе частот относится к сверхширокополосным сигналам. Избавившись от недостатков хаотических сигналов, разработанный тип фрактального сигнала обладает полезным свойством сверхширокополосности.

Основными преимуществами широкополосных и сверхширокополосных систем являются: помехоустойчивость, низкая вероятность обнаружения, свойственная распределенным спектрам, криптозащищенность структуры сигнала, электромагнитная совместимость с другими связными системами и др.

[118]. Высокие скорости передачи информации в прямохаотических системах также связаны со свойством широкополосности. Например, если спектр мощности сверхширокополосного источника хаоса простирается от 500 до 2500 МГц, то скорость передачи, которая может быть реализована, составит до 1,4 Гбит/с [102]. Группой под руководством А.С. Дмитриева в Институте радиотехники и электроники РАН в ходе экспериментов была осуществлена передача потока импульсов, соответствующих скоростям вплоть до 200 Мбит/с [119].

В настоящее время фрактальные сигналы применяются в различных областях науки и техники, например, и в радиоизмерительной аппаратуре, и в радиосистемах различного назначения. Предполагаемая область применения для нашего фрактального сигнала – системы связи, в которых этот сигнал можно использовать для формирования широкополосного помехозащищенного несущего колебания и конфиденциальной передачи [А19].

4.5. Фрактальная размерность микроплазменного шума как показатель дефектности твердотельных структур

В третьей главе было показано, что тип лавинного пробоя зависит от величины вероятности присутствия электрона в потенциальной области пробоя P_{a1} , а после начала пробоя – вероятности присутствия запускающего лавину электрона в области микроплазмы P_{a2} . Эти вероятности, в свою очередь, зависят от дефектности структуры, поскольку дефекты за счет эффекта искривления электрического поля изменяют транспортную длину, т.е. притягивают к себе запускающие носители и тем самым определяют вероятность P_{b1} . Именно эти причины определяют тот факт, что микроплазмы образуются преимущественно на скоплении дефектов. Отметим, что для промышленно изготовленных структур АЛ102АМ плотность дислокаций должна составлять не более $2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$, что больше, чем у излучающих структур с квантовыми ямами или гетероструктур.

Поскольку ранее, во второй и третьей главах, было отмечено, что фрактальная размерность у структур, проявляющих пробой типа Б, принимает значения $1,6 \leq D \leq 1,8$, а у структур, проявляющих пробой типа П, принимает значения $1,8 \leq D \leq 1,95$, и данные значения обусловлены соотношением процессов транспорта носителей, движения и взаимодействия дислокаций, а также факторами саморазогрева, представлялось необходимым провести дополнительные исследования.

Как известно, о степени дефектности структуры можно судить по анализу прямой ветви ВАХ. Избыточные токи на ней (в нашем случае свыше $10^{-12} A$) при смещениях менее 1В связывают с туннелированием, которое может происходить в области протяженных дефектов (дислокаций, дефектов упаковки и т.д.) и локальных неоднородностей состава. При этом коэффициент неидеальности, входящий в состав уравнения Шокли для диода, больше двух.

Как показывает эксперимент и анализ прямой ветви ВАХ, большинство структур типа Х и П демонстрируют при малых токах вполне укладываются по фактору неидеальности близкому двум, т.е. вписываются в модель Шокли-Рида-Холла, с участием рекомбинации носителей через единичные центры, создающие глубокие уровни в области объемного заряда *p-n*-перехода. Пример ВАХ структуры, демонстрирующей лавинный пробой типа П, представлен на рисунке 4.9.

Большинство приборов, проявляющих лавинный пробой типа Б, помимо механизма, описанного в модели Шокли-Рида-Холла, демонстрируют на прямой ветви ВАХ туннельную составляющую при смещениях менее 1В, что показано на рисунке 4.10. Образцы, используемые для данного исследования, для получения свечения, соответствующего красному цвету, были легированы цинком и кислородом. Для исследуемых образцов фосфида галлия в роли легирующей примеси выступал ZnO – активатор электролюминесценции. Кислород, введенный в GaP создает глубокий донорный уровень, поэтому туннелирование также может наблюдаться с этих уровней.

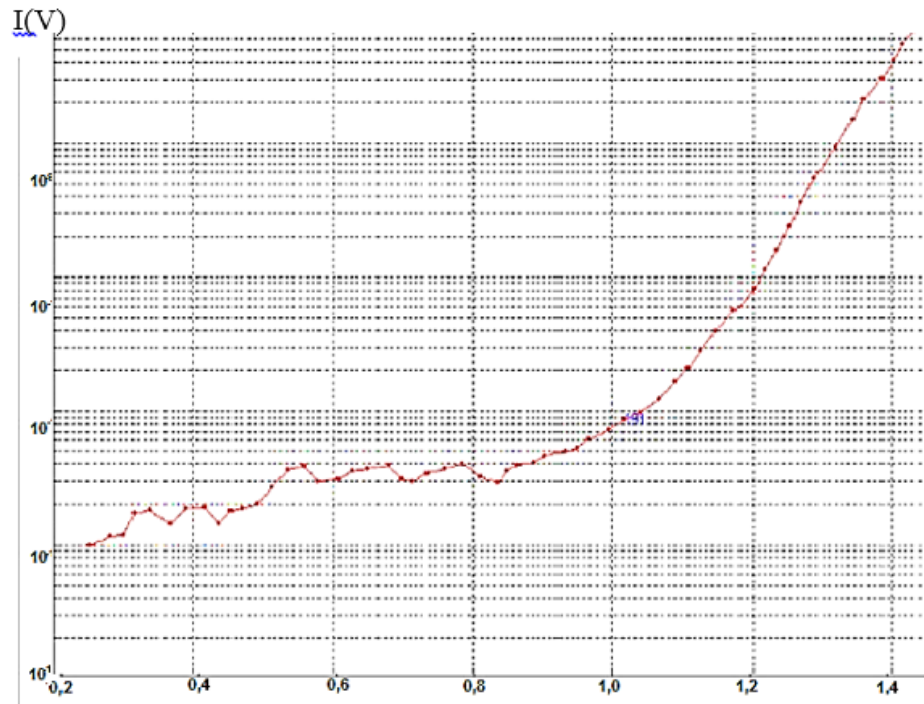


Рисунок 4.9 – Прямая ветвь ВАХ при лавинном пробое типа П

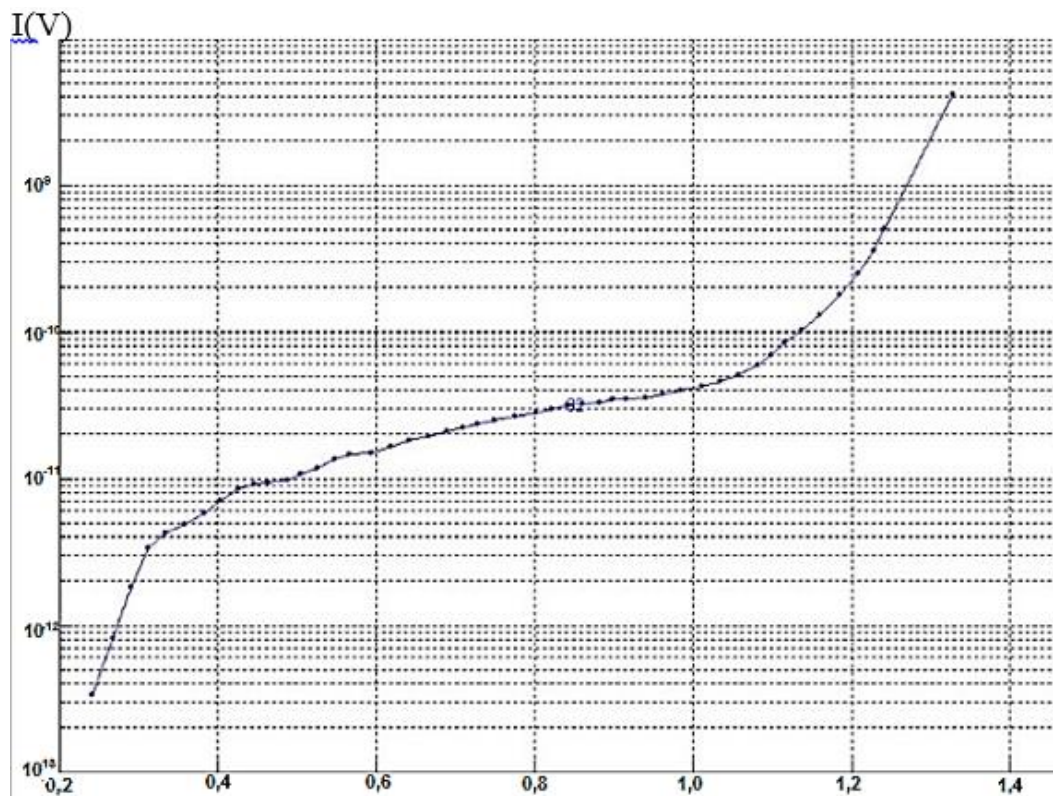


Рисунок 4.10 – Прямая ветвь ВАХ при лавинном пробое типа Б

Данное утверждение подтверждается и приведенными на рисунках 4.11 и 4.12 обратными ветвями ВАХ. Видно, что у структур с лавинным пробоем типа Б

напряжение, при котором начинается работа первой микроплазмы, существенно ниже, чем у структур с лавинным пробоем типа П. Это может свидетельствовать о срабатывании на дефекте «предпорогового» механизма ударной ионизации, и в целом об искривлении электрического поля вблизи локальной неоднородности состава – будущей микроплазмы.

Образцы, не обладающие явно выраженными свойствами фрактальности, например, относящиеся к лавинному пробоем типа Х, избыточные токи на прямых ветвях ВАХ не выявляли, что свидетельствует об отсутствии скоплений дефектов в структуре.

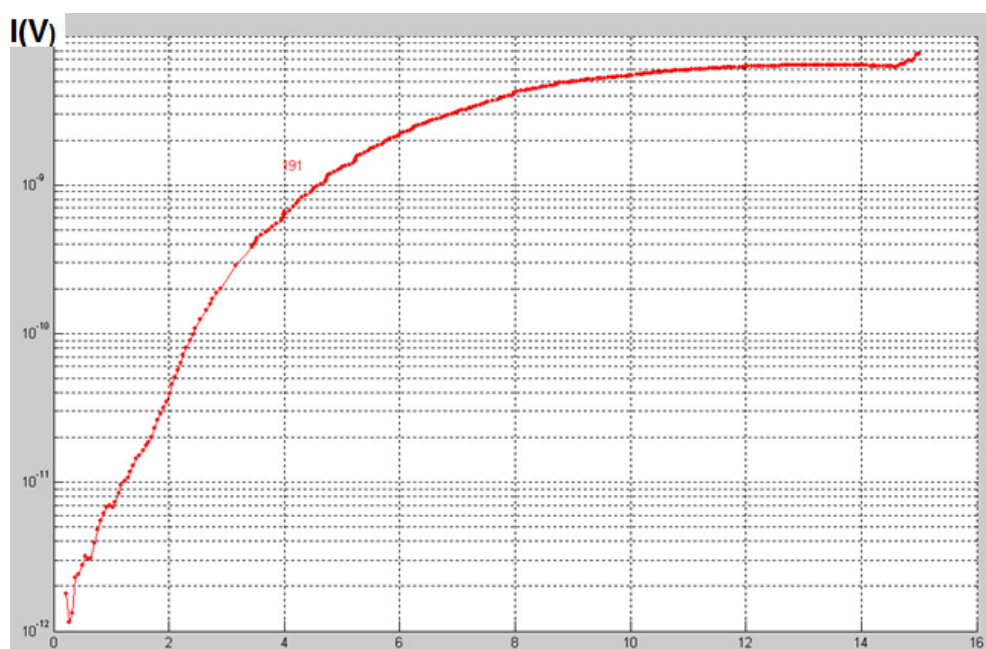


Рисунок 4.11 – Обратная ветвь ВАХ при лавинном пробое типа П

Была определена величина прямого тока, при котором в светодиодах на основе изучаемых структур появляется желтое свечение и установлено, что большинство светодиодов, изготовленных на основе структур группы Б, начинает излучать в желтом спектре при значениях тока близких к 120 мА, тогда как для светодиодов группы П и Х свечение появляется при значениях тока свыше 200 мА. Это может быть связано с большим количеством дефектов у структур типа Б, которые способствуют образованию микроплазм при лавинном пробое.

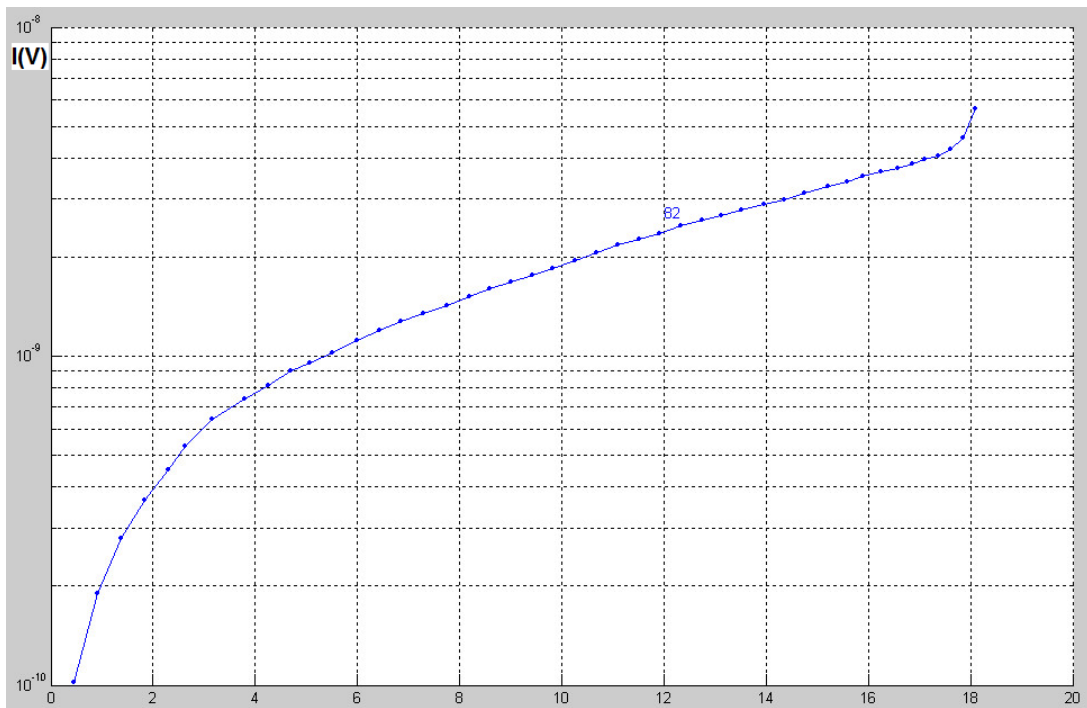


Рисунок 4.12 – Обратная ветвь ВАХ при лавинном пробое типа Б

4.6. Перспективы фрактального метода неразрушающего контроля неоднородностей твердотельных приборов

Диагностика неоднородностей и дефектов и прогнозирование надежности в твердотельных структурах остается актуальной задачей. При анализе дефектности структуры необходимо учитывать постоянное взаимодействие дефектов между собой. Особенно это относится к случаю краевой дислокации, окруженной точечными дефектами с образованием микрокаверны. Микрокаверны могут в значительной степени влиять на диффузию носителей заряда [38].

Известно [42], что шумы лавинных фотодиодов, лавинно-пролётных диодов и большинства твердотельных приборов связаны с локальными пробоями структуры микроплазменного характера. Достаточно распространены методы диагностирования по уровню шума, однако, практика использования таких методов показывает, что для получения максимально возможной информации о потенциально опасных дефектах необходимо учитывать все виды шумов, наблюдаемые в конкретном образце. Таким образом, важна разработка простого в

использовании и дешевого инструмента для комплексного анализа твердотельной структуры.

Была выявлена взаимосвязь между наблюдаемыми временными распределениями в контексте фрактального подхода и структурными неоднородностями полупроводниковых материалов. Выраженные фрактальные свойства свидетельствуют о наличии большого количества дефектов. Поэтому для того, чтобы диагностировать дефекты и неоднородности структуры, необходимо выполнить следующее:

1. Получить прямую и обратную ветви вольтамперной характеристики (ВАХ) исследуемого образца полупроводника;

2. Для каждой точки ВАХ построить и проанализировать осциллограмму импульсного тока;

3. Проанализировать прямые ветви ВАХ: определить избыточные токи при смещениях менее 1 В, рассчитать коэффициент неидеальности;

4. В случае исследования светоизлучающих структур определить величину прямого тока, при котором появляется свечение. Данное значение зависит от степени дефектности структуры, поскольку именно дефекты способствуют образованию микроплазм при обратном смещении;

5. Провести фрактальный анализ полученных осциллограмм, а именно: рассчитать фрактальную размерность последовательности импульсов по типу Хаусдорфа, постоянную Хёрста, и по степени самоподобия классифицировать конкретный образец по фрактальным свойствам.

В случае реализации фрактального анализа, согласно п.5, с применением разработанной классификации типов лавинного пробоя, можно определить степень неоднородности структуры, минуя пп. 2-4. Анализируемая временная последовательность импульсов содержит в себе флуктуации различных происхождений, которые имеют место в данном образце, поэтому фрактальная методика способствует комплексной диагностике и учитывает разные виды шума.

Данный алгоритм методики фрактального анализа, может быть использован в качестве основы неразрушающего метода контроля структурных

неоднородностей при разработке и производстве твердотельных приборов [A15, A17].

4.7. Выводы по главе

В данной главе были описаны возможности применения свойств изученных структур и фрактального подхода для их анализа.

Перспективным вариантом применения фрактального сигнала, полученного с помощью обратносмещенного p - n -перехода, является конфиденциальная передача информации. Новый вид фрактального сигнала на основе микроплазменного шума может стать альтернативой существующим хаотическим и фрактальным сигналам. В отличие от фрактальных сигналов, которые разработаны на сегодняшний день и являются искусственно синтезированными, фрактальный сигнал от прибора в состоянии предпробоя является природным и также может быть использован в радиотехнике.

Был разработан генератор фрактального сигнала, позволяющий формировать сигнал от обратносмещенного p - n -перехода, обладающий фрактальными свойствами. Генератор снабжен регулировкой величины фрактальной размерности и уровня выходного сигнала. Основное преимущество такого генератора состоит в том, что процесс образования и рассасывания микроплазм является подлинно случайным, а не псевдослучайным, созданным с помощью алгоритма.

Полученный в результате преобразований частотно-модулированный сигнал с фрактальными характеристиками обладает полезным свойством сверхширокополосности. Этот сигнал можно использовать в системах связи для формирования широкополосного помехозащищенного несущего колебания и конфиденциальной передачи.

За счет установленной взаимосвязи между фрактальной размерностью микроплазменного шума и дефектностью твердотельных структур открываются возможности экспериментального выявления потенциально опасных структурных неоднородностей при разработке и производстве электронных приборов. На этой

основе предложена методика неразрушающего контроля твердотельных приборов. Таким образом, фрактальный анализ микроплазменного тока является эффективным инструментом для диагностирования дефектов и их самоорганизующихся скоплений.

Заключение

В настоящей работе проведено экспериментальное исследование твердотельных структур в режиме лавинного пробоя. Получены и проанализированы прямые и обратные ветви вольтамперных характеристик данных структур, осциллограммы, спектры и временные распределения импульсов микроплазменного тока. Для подтверждения свойств самоподобия (масштабной инвариантности) в работе были проанализированы временные распределения импульсов микроплазменного тока, построены эмпирические функции распределения, построен спектр микроплазменного шума, для всех 300 образцов построены кривые фрактальной размерности, рассчитаны фрактальная размерность, постоянная Хёрста (скейлинговый параметр) и мера корреляции.

Основные результаты и выводы проделанной работы состоят в следующем:

1. В результате анализа состояния вопроса о физике микроплазменного пробоя в твердотельных структурах показано, что до настоящего времени отсутствуют системные представления об импульсообразовании лавинного тока и отвечающее экспериментальным данным описание их временного распределения. Поставлена проблема, которая заключается в разработке и реализации подхода к описанию микроплазменного пробоя, его систематике, теоретическому обоснованию и применению полученных результатов к решению актуальных физико-технических задач.

2. Разработано и реализовано программное обеспечение, позволяющее экспериментально определять на основе осциллограмм микроплазменного тока в твердотельных структурах временные распределения импульсов и сингулярности вольтамперных характеристик.

3. Выявлена и обоснована возможность использования для описания временного распределения микроплазменных импульсов тока фрактального подхода, основанием чему является экспериментально установленное для ряда импульсов свойство самоподобия. Разработаны алгоритм расчета фрактальной размерности и классификация лавинного пробоя по фрактальным свойствам последовательности импульсов.

4. Разработана динамическая модель лавинного пробоя p - n -перехода как случайного и обладающего в предпробойной стадии фрактальной структурой процесса, определяемого рядом факторов, в том числе: неоднородностью структуры, местоположением её дефектов, зависимостями длины свободного пробега, концентрации и подвижности носителей заряда от температуры и напряженности электрического поля. Показано, что разработанная модель обосновывает произведенную эмпирически классификацию типов лавинного пробоя.

5. С помощью имитационного моделирования выявлены закономерности формирования различных типов пробоя и перехода одного типа в другой. Установлено, что форма импульсов микроплазменного тока определяется соотношением вероятностей возникновения и развития лавинообразования (процессами транспорта носителей заряда в электрических полях), а выявленные фрактальные свойства определяются факторами саморазогрева.

6. Установлена взаимосвязь между фрактальной размерностью микроплазменного шума и дефектностью твердотельных структур. Предлагается экспериментальная методика выявления потенциально опасных структурных неоднородностей при разработке и производстве электронных приборов на основе анализа фрактальных свойств.

7. Закономерности лавинного пробоя положены в основу принципа действия разработанного генератора фрактального сигнала, позволяющего управлять фрактальной размерностью сигнала посредством изменения напряжения, приложенного к обратносмещенному p - n -переходу. Предложенное техническое решение защищено патентом на изобретение.

Результаты работы проанализированы и сопоставлены с имеющимися данными литературных источников.

Развитые в работе методики и подходы к анализу, а также накопленный опыт проведения экспериментальных исследований электрических свойств твердотельных структур могут быть использованы в практике преподавания современных университетских курсов физики.

Автор выражает благодарность своему научному руководителю С.Д. Ханину за неоценимую помощь, терпение и поддержку на всех этапах выполнения диссертации; Н.Н. Скворцову, А.В. Кривошейкину – за ценные советы при планировании и проведении исследования. Также автор выражает признательность М.В. Вороткову за неоценимую помощь при проведении экспериментальных исследований и их программной обработке, Л.С. Тихоновой, В.Н. Качук, А.В. Белякову, В.Г. Соловьеву за полезные обсуждения и участие. Автор благодарит всех сотрудников кафедры физики Военной академии связи им. Буденного и кафедры общей физики Санкт-Петербургского государственного технологического института (технического университета) за оказанную помощь и поддержку.

.

Перечень публикаций автора по теме диссертационной работы

Издания из перечня ВАК и Scopus:

A1. **Шашкина А.С.** Фрактальные свойства лавинного пробоя светодиода / Шашкина А.С., Кривошейкин А.В., Скворцов Н.Н., Воротков М.В. // ИТВ СПбГПУ. Физико-математические науки. 2016. №4(253)2016. С. 85-93.

A2. **Shashkina A.**, Khanin S. Simulation Approach to Modeling of the Avalanche Breakdown of a p–n Junction, Semiconductors, 2019, Vol. 53, No. 6, pp.838–843. © Pleiades Publishing, Ltd., 2019. Russian Text © The Author(s), 2019, published in Fizika i Tekhnika Poluprovodnikov, 2019, Vol. 53, No. 6, pp. 850–855.

A3. **Shashkina A.S.** Characterization of microplasma breakdown in semiconductor structures based on fractal analysis / Khanin S.D., Shashkina A.S. // Nanotechnology science and technology. New materials preparation, properties and applications in the aspect of nanotechnology. -Copyright © 2020 by Nova Science Publishers, Inc. – P, 149-162.

Другие рецензируемые издания:

A4. **Шашкина А.С.** Лавинный пробой p-n-перехода в задачах радиотехники / Шашкина А.С., Кривошейкин А.В., Скворцов Н.Н., Воротков М.В. // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2016. Т. 16. № 5. С. 864–871.

A5. **Shashkina A.** Fractal properties of microplasma breakdown and structural heterogeneity of semiconductor materials / Khanin S., Shashkina A. // Environment. Technology. Resources. Proceedings of the International Scientific and Practical Conference; 2019, Vol 3, pp. 105-108.

Патенты на изобретения и полезные модели:

A6. Скворцов Н.Н., **Шашкина А.С.**, Воротков М.В. Устройство для генерирования случайного сигнала с фрактальными свойствами. Патент на

изобретение № 2609754. Официальный бюллетень «Изобретения. Полезные модели» Федеральной службы по интеллектуальной собственности №4-2017.

А7. Тихонова Л.С., **Шашкина А.С.**, Воротков М.В. Устройство для генерирования случайного сигнала с регулируемой фрактальной размерностью Патент на полезную модель № 2019108468. Официальный бюллетень «Изобретения. Полезные модели» Федеральной службы по интеллектуальной собственности – 2019.

Материалы конференций:

А8. **Шашкина А.С.** Исследование светодиодов видимого спектра при обратном включении / Шашкина А.С. // Неделя науки и творчества: материалы Межвуз. науч.-практ. форума. Ч.2. - СПб.: СПбГУКиТ, 2014. – С. 174-175.

А9. **Шашкина А.С.** Самоорганизация лавинного пробоя в светодиодах / Скворцов Н.Н., Шашкина А.С. // Труды Восьмой Всероссийской конференции «Необратимые процессы в природе и технике». – М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2015.

А10. **Шашкина А.С.** Микроплазменный пробой светодиода / Шашкина А.С. // Сборник трудов IV Всероссийского конгресса молодых ученых – СПб: Университет ИТМО, 2015. С. 420-423.

А11. **Шашкина А.С.** Перспективы использования микроплазменного пробоя во фрактальной радиотехнике / Шашкина А.С. // Материалы девятого Всероссийского форума студентов, аспирантов и молодых ученых «Наука и инновации в технических университетах». –СПб.: СПбГПУ, 2015.

А12. Воротков М.В., Скворцов Н.Н., **Шашкина А.С.** Фрактальные свойства микроплазменного шума / Воротков М.В., Скворцов Н.Н., Шашкина А.С. // Инновационные технологии в медиаобразовании. Материалы III Всероссийской научно-практической конференции, 27-28 марта 2015. Вып 3-СПб.: СПбГИКиТ, 2015. С. 65-71.

A13. Шашкина А.С. Метод передачи сигналов на основе микроплазменного шума / Шашкина А.С., Скворцов Н.Н., Кривошейкин А.В., Воротков М.В. // Инновационные технологии в медиаобразовании. Материалы Международной научно-практической конференции, 20, 21 мая 2016. - СПб.: СПбГИКиТ, 2016. С. 135-142.

A14. Шашкина А.С. Лавинный пробой в фосфидгаллиевых светодиодах / Шашкина А.С., Скворцов Н.Н., Кривошейкин А.В., Воротков М.В. // Необратимые процессы в природе и технике: Труды Девятой Всероссийской конференции. – М.: Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Центр прикладной физики МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2017. - С.102-103.

A15. Шашкина А.С. Устройство для генерирования случайного сигнала с фрактальными свойствами / Шашкина А.С., Скворцов Н.Н., Кривошейкин А.В., Воротков М.В. // Инновационные технологии в медиаобразовании: материалы II Международной научно-практической конференции, 29, 30 мая 2017 г.– СПб. : СПбГИКиТ, 2018. С. 153-157.

A16. Шашкина А.С. Фрактальные свойства микроплазменного пробоя р-п-перехода // X Всероссийская конференция "Необратимые процессы в природе и технике", Москва, МГТУ им. Баумана 29-31 января 2019 г. Необратимые процессы в природе и технике: Десятая Всерос. конф.: Труды: в 3 ч. –Москва: МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. С. 175-178.

A17. Шашкина А.С. Потенциал фрактального подхода к анализу присущих нейронным сетям стохастических процессов / Ханин С.Д., Шашкина А.С. // В сборнике: Применение искусственного интеллекта в информационно-телекоммуникационных системах. Сборник материалов научно-практической конференции. Военная академия связи. Санкт-Петербург, 2021. С. 168-174.

A18. Шашкина А.С., Ханин С.Д. Самоорганизация дефектов в полупроводниках и методика её диагностики // Необратимые процессы в природе и технике: Одиннадцатая Всерос. конф.: Труды в 2 ч. Министерство науки и

высшего образования РФ, МГТУ им. Н.Э. Баумана. – М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2021. С. 64-68.

А19. **Шашкина А.С.**, Костарев С.В., Ханин С.Д. Фрактальные сигналы как альтернатива хаотическим сигналам в защищённых системах передачи информации // В сборнике: Актуальные проблемы инфотелекоммуникаций в науке и образовании (АПИНО 2023). Сборник научных статей XII Международной научно-технической и научно-методической конференции: в 4 т. - СПб, 2023. С. 802-805.

А20. **Шашкина А.С.** Самоподобие тока при микроплазменном пробое полупроводниковых структур // В сборнике: Необратимые процессы в природе и технике. Труды Двенадцатой Всероссийской конференции. В 2-х томах. Москва, 2023. С. 261-264.

Список литературы

1. Грехов И.В., Сережкин Ю.Н. Лавинный пробой *p-n*-перехода в полупроводниках. – Л.: Энергия, Ленингр. отд-ние, 1980. – 152 с.
2. Лебедев А.И. Физика полупроводниковых приборов. – М.: ФИЗМАЛИТ, 2008. – 488 с.
3. Тагер А.С. Лавинно-пролетный диод и его применение в технике СВЧ // Успехи физических наук. - 1966. - Т. 90. - Выпуск 4. – С. 631-666.
4. Гусев В.Г., Гусев Ю.М. Электроника. - М: Высшая школа, 1991. – 622 с.
5. Зи С. Физика полупроводниковых приборов: в 2-х книгах. Кн. 1. - Пер. с англ. – 2-е перераб. и доп. изд. – М.: Мир, 1984. – 456 с.
6. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. — Наука, 1992. — 536 с.
7. Шокли В. Проблемы, связанные с *p-n*-переходом в кремнии // Успехи физических наук. - 1962. - Т. 77. - С. 161-196.
8. Ионычев В.К. Влияние глубоких центров на задержку лавинного пробоя *p-n*-перехода: специальность 01.04.10 «Физика полупроводников и диэлектриков»: диссертация на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук; Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, 1999. – 191 с.
9. Chynoweth A. G. Charge multiplication phenomena // Semiconductors and semimetals. - 1968. - v. 4. - P. 263 - 325.
10. Келдыш Л. В. К теории ударной ионизации в полупроводниках // ЖЭТФ. -1965. - Т. 48. - С. 1692-1706.
11. Кюрегян А. С. Об ударной ионизации в полупроводниках в сильных электрических полях // Физика и техника полупроводников. - 1976. - Т. 10. - С.690-694.
12. Чуенков В. А. Влияние магнитного поля на ударную ионизацию в валентных полупроводниках с эллипсоидальными поверхностями равной энергии // Физика и техника полупроводников. - 1970. - Т. 4. - С.1667-1676.
13. Baraff G. A. Distribution functions and ionization rates for hot electrons in semiconductors // Phys. Rev. - 1962. - V. 128. - P. 2507-2517.

14. Ghosh R., Roy S. K. Effect of electron-electron interactions on the ionization rate of charge carriers in semiconductors // *Solid - St. Electron.* - 1975. - V.18. - P.945-948.
15. Moll J. L., Meyer N. Secondary multiplication in silicon // *Solid - St. Electron.* - 1961. - V.3. – P.155-158.
16. Nutall K. L, Nield M. W. Prediction of avalanche breakdown voltage in silicon step junctions // *Int. J. Electron.* - 1974. - V.37. - P.295-309.
17. Wolf P. A. Theory of electron multiplication in Si and Ge // *Phys. Rev.* - 1954. - V. 95. – P.1415-1419.
18. Anderson C. L., Crowell C. R. Threshold energies for electron-hole pair production by impact ionization in semiconductors // *Phys. Rev.* - 1972. - V.5. - P.2267-2273.
19. Lambert L. M. Impact ionization of impurities in heavily compensated germanium // *Phys. Chem. Solids.* - 1962. - V. 23. - P.1481-1484.
20. Chynoweth A. G and McKay K. G. Internal field emission in silicon p-n-junctions // *Phys. Rev.* - 1957. - V. 106. - N3. - P.418-426.
21. Poleshuk M., Dowling P. H. Microplasma breakdown in germanium // *J. Appl. Phys.* - 1963. - V.34. – P.3069-3077.
22. Keil G., Ruge G. Microplasmas in GaAs diodes // *J. Appl. Phys.* - 1965. - V. 36. - P.2600-2602.
23. Верман Б.С, Евстропов В.В., Царенков Б.В. Свойства отдельных микроплазм в GaP *p-n*-структурах // *Физика и техника полупроводников.* - 1971. - Т.5. - В.1. - С.134-138.
24. Ковалев А.Н., Маняхин Ф.И., Кудряшов В.Е., Туркин А.Н., Юнович А.Э. Люминесценция *p-n*-гетероструктур InGaN/AlGaN/GaN при ударной ионизации // *Физика и техника полупроводников.* - 1998. - Т.32, №1. - С.63-67.
25. Пасынков В.В., Сорокин В.С. Материалы электронной техники: учеб. для студ. Вузов. 3-е изд. – СПб.: Издательство «Лань», 2001. – 368 с.
26. Ионычев В.К., Кузьмин В.В., Серёжкин Ю.Н. Характеристики микроплазмы в фосфидгаллиевом *p-n*-переходе // *Сборник научных трудов*

учёных Мордовского государственного университета им. Н. П. Огарёва. - 1998. - Ч. 3. – С. 34-37.

27. Войцеховский А.В., Ижнин И.И., Савчин В.П., Вакив Н.М. Физические основы полупроводниковой фотоэлектроники: учебное пособие. – Томск: Издательский Дом Томского государственного университета, 2013. – 560 с.

28. Якимов А.В. Физика шумов и флуктуаций параметров: Эл. учеб. пособие. Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2013. – 85 с.

29. Вавилов В.С. Особенности физики широкозонных полупроводников и их практических применений // Успехи физических наук 164, 1994.

30. Haitz R.H. J. Appl. Phys., 1965.

31. Pilkuhn M.H. "Light-emitting diodes" in Handbook of Semiconductors edited by T.S. Moss, 4, edited by C. Hilsum, 1981. – 539 p.

32. Юнович А.Э. Излучательная рекомбинация и оптические свойства фосфида галлия // В сборнике «Излучательная рекомбинация в полупроводниках». – М.: Наука, 1972. – С. 224-304.

33. Schubert F. Light-emitting diodes Second edition. – Cambridge: Cambridge University Press, 2006. – 418 с.

34. Булярский С.В., Серёжкин Ю.Н., Ионычев В.К. Статистическая задержка пробоя микроплазмы в фосфидгаллиевых *p-n*-переходах // Физика и техника полупроводников. – 1999. – т. 33, вып.11. – С. 1345-1349.

35. Ионычев В.К., Ребров А.Н. Исследование глубоких центров в микроплазменных каналах кремниевых лавинных эпитаксиальных диодов // Физика и техника полупроводников. – 2009. – т. 43, вып. 7. – С. 980-984.

36. Иоффе А.Ф. Полупроводники в современной физике. М.-Л.: издательство академии наук СССР, 1954. – 350с.

37. Гуртов В. А. Твердотельная электроника: учеб. пособие / В.А. Гуртов. – М.: Техносфера, 2005. - 312 с.

38. Ормонт Б.Ф. Введение в физическую химию и кристаллохимию полупроводников : Учебное пособие для студ. техн. вузов. – М.: Высшая школа, 1982. – 528 с.

39. Дацко Б.И. Численное моделирование явления неустойчивости микроплазмы // Физика и техника полупроводников. – 1997. – т. 31, вып. 2. – С. 186-190.
40. NASA parts application handbook. Volume 2: Diodes, transistors, microwave devices (MIL-HDBK-978-B). — NASA, 1988. – С. 4-72.
41. Лошицкий П.П., Павлюченко А.В. Анализ статических характеристик двухпролетных лавинно-пролетных диодов в аномальном режиме // Электроника и связь. Тематический выпуск «Электроника и нанотехнологии», ч.1, 2009. - С. 36-44.
42. Букингем М. Шумы в электронных приборах и системах / Букингем М. Пер. с англ. – М. : Мир. – 1986. – 399 с.
43. Корнилов С.А., Овчинников К.Д., Кислицын Э.Б. Источники 1/f-шума в лавинно-пролетных диодах из арсенида галлия // ЖТФ. – 1997. – Т. 67, вып. 8. – С. 65-70.
44. Лошицкий П.П., Павлюченко А.В. Исследование влияния режимов питания двухпролетных лавинно-пролетных диодов на качество генераторов шума // Электроника и связь. Тематический выпуск «Электроника и нанотехнологии», ч.3, 2010. - С.32-34.
45. Карданев А.Б., Сушков В.В. Исследование низкочастотных шумовых характеристик стабилитронов: Препринт ИВФЭ 87-78. – Серпухов, 1987. – 11 с.
46. Бурбаев Т.М., Курбатов В.А., Курочкин Н.Е., Холоднов В.А. Высокочастотные свойства лавинного умножения фотоносителей в структурах с отрицательной обратной связью // Физика и техника полупроводников. – 2000. – Т.34, вып. 8. – С. 1010-1013.
47. Садыгов З.Я., Бурбаев Т.М., Курбатов В.А. Лавинный фотодиод со свойствами структуры металл-диэлектрик-полупроводник // Физика и техника полупроводников. – 2001. – Т.35, вып.1. – С. 115-119.
48. Бурлаков И.Д., Филачев А.М., Холоднов В.А. Аналитическое описание характеристик лавинных фотодиодов. Ч.1 // Успехи прикладной физики», 2016. - Т.4. - №1. - С. 52-77.

49. Бурлаков И.Д., Филачев А.М., Холоднов В.А. Аналитическое описание характеристик лавинных фотодиодов. Ч.2 // Успехи прикладной физики», 2016. - Т.4. - №2. - С.167-189.

50. Вайтекунас Ф. Импульсные процессы в электронных и оптоэлектронных полупроводниковых структурах, работающих в режиме большого сигнала на СВЧ: специальность 01.04.10 «Физика полупроводников и диэлектриков»: диссертация на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук; Вильнюсский университет, 2012. – 480 с.

51. Твердотельные генераторы шума. Каталог ГП НИИ «Орион», 2005.

52. Макаров С.В. Развитие методов выявления негауссовости $1/F$ шума для исследования его природы: специальность 01.04.03 «Радиофизика»: автореферат диссертации на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук; Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 2001. – 22 с.

53. Беляков А. В. Исследование низкочастотных шумов светоизлучающих структур с целью диагностики их физических свойств: специальность 01.04.03 «Радиофизика»: автореферат диссертации на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук; Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 2005. – 20 с.

54. Udd, E. Volokonno-opticheskie datchiki [Fiber optic sensors]. Moscow: Tekhnosfera, 2008. - 520 p.

55. Нгуен Суан Мань, Попов Г. А. Использование лавинных фотодиодов в оптоволоконных системах измерений параметров // Вестник АГТУ. Сер.: Управление, вычислительная техника и информатика. – 2013. - №2. - С. 104-111.

56. Хазиев И.Л., Дашков М.В. Анализ шумов в модели распределенного волоконно-оптического датчика температуры на основе рассеяния Рамана // Инженерный вестник Дона, 2018. - №3.

57. Забродский В.В., Калинина Д.В., Мухин Е.Е., Раздобарин Г.Т., Суханов В.Л., Толстяков С.Ю., Тукачинский А.С. Результаты испытаний кремниевых фотодиодов в диагностических экспериментах по томсоновскому рассеянию на

токамаке «Туман-3М» и в стендовых экспериментах // Журнал технической физики. – 2003. – Т. 73, вып. 8. – С.118-122.

58. Hodges M., Graberg S. Single photon counting modules based on avalanche photodiodes // Photonics. – 2013. - № 4. – С.94-99.

59. Мусиенко Ю.В. Разработка и исследование лавинных фотодиодов для электромагнитного калориметра эксперимента «компактный мюонный соленоид»: специальность 01.04.01 «Приборы и методы экспериментальной физики»: автореферат диссертации на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук; Институт ядерных исследований Российской академии наук, 2008. – 20 с.

60. Якимов А.В. Могут ли подвижные дефекты вызывать $1/f$ шум в полупроводнике? // Изв. Вузов. Радиофизика. – 1999. – Т.42, №6. – С. 590-594.

61. Бакши И.С., Гринь В.Ф., Караченцева Л.А., Кодалашвили М.З., Сальков Е.А., Хижняк Б.И. Влияние дефектов структуры на интенсивность $1/f$ -шума в n - $Cd_xHg_{1-x}Te$ // ФТП. – 1989. – Т.23, №3. – С.571-573.

62. Перов М.Ю. Развитие методов анализа $1/f$ шума полупроводниковых наноразмерных структур: специальность 01.04.03 «Радиофизика» диссертация на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук: Н. Новгород, 2003. – 134 с.

63. Воронцов В.Н. Контроль качества и прогнозирование надежности изделий электронной техники по электрофизическим параметрам: специальность 05.11.13 «Приборы и методы контроля природной среды, веществ, материалов и изделий» диссертация на соискание ученой степени доктора техн. наук, 2002. – 280 с.

64. Пряников В.С. Прогнозирование отказов и показателей надежности полупроводниковых активных элементов в бортовых информационно-управляющих системах: специальность 05.13.05 «Элементы и устройства вычислительной техники и систем управления» диссертация на соискание ученой степени доктора техн. наук, 1996. – 240 с.

65. Врачев А. С. О связи низкочастотного шума с устойчивостью неравновесных структур // Известия вузов. Радиофизика, 1989. - Т.32. № 7.

66. Горлов М. И., Емельянов В. А., Адамян А. Г. Диагностические методы контроля и прогнозирующей оценки надежности полупроводниковых изделий. Минск: Бел. навука, 2003.
67. Горлов М. И., Емельянов В. А., Смирнов Д. Возможность отбраковки полупроводниковых приборов по уровню низкочастотного шума // Компоненты и Технологии. – 2005. - №8. – С. 198-201.
68. Лукьянчикова Н.Б. Физические основы электрофлуктуационной диагностики надежности и срока службы полупроводниковых приборов // Электронная промышленность. – 1983. - №6. – С. 28-35.
69. Малахов А.Н. К вопросу о спектре фликкер-шума // Радиотехника и электроника. – 1959. – Т.4, №1. – С. 54-62.
70. Коган Ш.М. Низкочастотный токовый шум со спектром типа $1/f$ в твердых телах // Успехи физических наук. – 1985. – Т.145, №2. – С. 285-328.
71. Жигальский Г.П. Шум вида $1/f$ и нелинейные эффекты в тонких металлических пленках // Успехи физических наук. – 1997. – Т.167, №6. – С.623-648.
72. Орлов В.Б., Якимов А.В. Спектр вида $1/f$ как суперпозиция конечного числа релаксационных спектров // Изв. Вузов. Радиофизика. – 1990. – Т.33, №2. – С. 196-201.
73. Fleetwood D.M., Giordano N. Resistivity dependence of $1/f$ noise in metal films // Phys. Rev. Ser. B. – 1983. – V.27, no.2. – P.667-671.
74. Dutta P., Dimon P., Horn P.M. Energy scales for noise processes in metals // Phys. Rev. Lett. – 1979. – V.43, no.9 – P. 646-649.
75. Ланно М., Бургуэн Ж. Точечные дефекты в полупроводниках: теория (пер. с англ. под ред. В.Л. Гуревича). – М.: Мир, 1984. – 263 с.
76. Орлов, В.Б. Диффузия примесей и фликкерные флуктуации подвижности носителей тока в полупроводниках / В. Б. Орлов, А. В. Якимов // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1984. - Т. 27. -№ 12. - С. 1584-1589.
77. Orlov, V. B. The Further Interpretation of ITooge's $1/f$ Noise Formula / V. B. Orlov, A.V.Yakimov // Physica B. 1990. - Vol. 162. - P. 13-20.

78. Yakimov A.V. 1/F Noise and Ageing Drift in Parameters Caused by Two Level Systems in Semiconductors. In: AIP Conference Proceedings 285 "Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations". Ed. P.H.Handel, A.L.Chang. Physics Department University of Missouri. St.Louis, MO. - 1993. - P.633-638.

79. Демин Н.В., Иконников А.В., Младенцев А.Л., Орлов В.Б., Пашев А.Г., Якимов А.В. Шумовая спектроскопия как неразрушающий метод выявления дефектов в полупроводниках. //В сб. Фундаментальные исследования новых материалов и процессов в веществе /Ред. кол.: А.Н.Тихонов, В.А.Садовничий и др.- М.: Изд-во Моск. ун-та. - 1994. - С.152-157.

80. Влияние структурных факторов на фликкерный шум в мелкодисперсных пленках хрома / Г.П. Жигальский, А.В. Карев, И.Ш. Сиранашвили и др. //Изв. Вузов. Радиофизика. – 1990. - Т.33, № 10. - С. 1181-1184.

81. Жигальский, Г.П. Неравновесный 1/f-шум в проводящих пленках и контактах // Успехи физических наук. - 2003. - Т.173, № 5. - С. 465-490.

82. Малахов А.Н., Якимов А.В. К вопросу о природе фликкерных флуктуаций // Радиотехника и электроника. – 1974. – Т.19, №11. – С. 2436-2438.

83. Nelkin M., Tremblay A.M.S. // J. Stat. Phys. – 1981. – V. 25. – P. 253.

84. Bell D.A., Dissanayake S.P.B. // Electron. Lett. – 1975. – V. 11. – P. 274.

85. Kirton M.J. Noise in solid-state microstructures: A new perspective on individual defects, interface states and low-frequency (1/f) noise / M.J. Kirton and M.J. Uren // Adv. Phys. – 1989. – V.38. - №4. – P. 367-468.

86. Hooge F.N. Experimental studies on 1/f noise / F.N. Hooge, T.G.M. Kleinpenning, L. K. J. Vandamme // Reports on progress in Physics. – 1981. – Vol. 4. - №5. – P. 479-532.

87. Мадельброт Б. Фрактальная геометрия природы. – М.: 2002.

88. Короленко П.В., Маганова М.С., Меснянкин А.В. Новационные методы анализа стохастических процессов и структур в оптике. Фрактальные и мультифрактальные методы, вейвлет-преобразования. Учебное пособие. – М.: Изд-во Моск. ун-та, Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, 2004. - 82 с.

89. Кочелаевская К.В. Пространство: фрактальные представления // Известия Саратовского ун-та. Нов. Серия, Т.13. Сер. Философия. Психология. Педагогика, вып. 1. - 2013. – С. 38-41.
90. Falconer K.J. Techniques in Fractal Geometry-N.Y., USA: John Wiley & Sons. - 1997.
91. Хандурин А.В. Сигналы с аддитивной фрактальной структурой: специальность 05.12.04 «Радиотехника, в том числе системы и устройства телевидения»: диссертация на соискание ученой степени канд. техн. наук; М.: МЭИ. - 2011. – 216 с.
92. Петерс, Э. Фрактальный анализ финансовых рынков – М.: Интернет-трейдинг, 2004. – 304 с.
93. Ашихмин В.Н., Гитман М.Б., Келлер И.Э. и др. Введение в математическое моделирование: учебное пособие / Под редакцией П.В. Трусова. – М.: Логос, 2005. – 440 с.
94. Кудрявцев Е. M.K88 GPSS World. Основы имитационного моделирования различных систем. – М.: ДМК Пресс, 2004. – 320 с.
95. Горстко А.Б. Познакомьтесь с математическим моделированием. – М.: Знание, 1991. – 160 с.
96. Коган Ш.М. Электронный шум и флуктуации в твёрдых телах / Пер. с англ. – М.: ФИЗМАЛИТ, 2009. – 368 с.
97. Конуэлл Э., Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях / Пер. с англ. - М., 1970.
98. Вир Г.Л., Пикус Р.Е., Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. - М., 1972.
99. Гантмахер В.Ф., Левинсон И.Б., Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. - М., 1984.
100. Потапов А.А., Гильмутдинов А.А., Ушаков П.А. Фрактальные элементы и радиосистемы: Физические аспекты / Под ред. А.А. Потапова. – М.: Радиотехника, 2009. – 200 с.

101. Потапов А.А. Дробные операторы и скейлинг во фрактальной электродинамике, и широкополосные фрактальные антенны в исследовании высокочастотных резонансов и плазмонов // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. - 2011. - Т. 14. № 3. - С. 54-77.

102. Дмитриев А.С., Панас А.И. Динамический хаос: новые носители информации для систем связи. — М.: Физматлит, 2002.

103. Кузнецов С.П. Динамический хаос. – М.: Физматлит, 2001. – 296 с.

104. Кузьмин Л.В. Передача информации на основе хаотического синхронного отклика: специальность 01.04.03 «Радиофизика»: диссертация на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук; М.: МФТИ, 2000. – 220 с.

105. Сидоркина Ю.А. Генерирование и синхронизация хаотических сигналов: специальность 05.12.04 «Радиотехника, в том числе системы и устройства телевидения»: автореферат диссертации на соискание ученой степени канд. техн. наук; М.: МГТУ ГА, 2004. – 22 с.

106. Ефремова Е.В. Передачи информации с помощью динамического хаоса. Генерация и разделение сигналов: специальность 01.04.03 «Радиофизика»: диссертация на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук; М.: МФТИ, 2003. – 156 с.

107. Ефремова Е.В. Твердотельные источники хаоса микроволнового диапазона на основе автоколебательных систем с сосредоточенными параметрами: специальность 01.04.03 «Радиофизика»: диссертация на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук. М.: МФТИ, 2008. – 341 с.

108. Fujisaka H., Yamada T. Stability theory of synchronized motions in coupled systems // Prog. Theor. Phys. - 1983. - V.69. - P. 32.

109. Pikovsky A. On the interaction of strange attractors // Z.Physik B. - 1984. - V. 55. - P. 149.

110. Афраймович В.С., Веричев Н.И., Рабинович М.И. Стохастическая синхронизация колебаний в диссипативных системах // Изв. вузов, ер. Радиофизика, 1986. - Т. 29. №9.

111. Pecora L.M., Carroll T.L. Synchronization in chaotic systems // *Phys. Rev. Lett.* - 1990. - V.64. №8. - P.821.
112. Лактюшкин А.М. Беспроводные сверхширокополосные прямохаотические системы связи для персональных и сенсорных сетей: специальность 01.04.03 «Радиофизика»: диссертация на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук; М.: МФТИ, 2007. – 138 с.
113. Бельский Ю.Л., Дмитриев А.С. Передача информации с использованием детерминированного хаоса // *Радиотехника и электроника. Журнал Российской Академии Наук.* – 1993. – № 7. – С. 1310-1315.
114. Chua, L.O., Komuro, M., Matsumoto, T. «The Double Scroll Family» *IEEE Transactions on Circuits & Systems*, 1986, vol.CAS-33, no.11. - P.1073-1118.
115. Дмитриев А.С., Кислов В.Я. Стохастические колебания в электронике и радиофизике. – М.: Наука, 1989. – 205 с.
116. Дмитриев А.С., Ефремова Е.В., Панас А.И., Максимов Н.А. Генерация хаоса. – М.: Техносфера, 2012. – 424 с.
117. Болотов В.Н., Ткач Ю.В. Генерирование сигналов с фрактальными спектрами // *Журнал технической физики.* - 2006. - Т.76, вып.4. – С. 91-98.
118. Ипатов В. Широкополосные системы и кодовое разделение сигналов. Принципы и приложения. – М.: Техносфера, 2007. – 488 с.
119. Дмитриев А.С., Кяргинский Б.Е., Панас А.И., Пузиков Д.Ю., Старков С.О. Сверхширокополосная прямохаотическая передача информации в СВЧ-диапазоне // *Письма в ЖТФ.* – 2003. – Т.29, №2. – С. 70-76.