

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

на правах рукописи

Толкачев Иван Андреевич

Численное моделирование многопереходных фотопреобразователей оптического
излучения

1.3.11 – Физика полупроводников

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук, Юферев Валентин Степанович

Санкт-Петербург – 2026

Содержание

Условные обозначения и сокращения	5
Введение	6
Основные задачи исследования:	8
Основные положения, выносимые на защиту	10
Структура и объём диссертации	12
1. Литературный обзор.....	13
1.1. Сравнение физики преобразования солнечного и лазерного излучения: однопереходные и многопереходные структуры.	13
1.2. Стационарный режим работы одно- и многопереходных ФП лазерного излучения	14
1.3. Импульсный режим работы одно- и многопереходных ФП лазерного излучения	17
1.4. Выводы по первой главе	20
2. Исследование $AlGaAs/GaAs$ фотоэлектрического преобразователя стационарного оптического излучения от радиоизотопного источника энергии.....	22
2.1. Описание и обоснование задач главы.....	22
2.2. Численные модели, используемые при расчёте.....	24
2.3. Определение параметров структуры однопереходного ФП.....	27
2.4. Сравнение результатов расчёта с экспериментом	29
2.5. Выводы по второй главе.....	34
3. Моделирование двухпереходных и трёхпереходных фотоэлектрических преобразователей в стационарном режиме работы	35
3.1. Численное моделирование двухпереходного фотопреобразователя в цилиндрической геометрии в стационарном режиме при радиальном изменении интенсивности лазерного излучения по Гауссу.....	35
3.2. Неединственность преобразования оптического излучения в электрический ток многопереходными фотоэлектрическими преобразователями в фотовольтаическом режиме при воздействии постоянного лазерного излучения	43

3.2.1. Исследование на основе численного моделирования двухпереходного фотопреобразователя лазерного излучения.....	43
3.2.2. Математическое моделирование двухпереходного фотопреобразователя с добавлением широкозонного окна, тыльного потенциального барьера, а также ловушками в области ТД.....	51
3.2.3. Численное моделирование трёхпереходного <i>p-i-n</i> фотопреобразователя лазерного излучения	57
3.3. Выводы по третьей главе	65
4. Моделирование фотоэлектрических преобразователей в фотовольтаическом режиме при импульсном возбуждении	67
4.1. Влияние пространственной неоднородности импульсного оптического излучения на характеристики двухпереходного ФП.....	67
4.2. Моделирование униполярных импульсных сигналов двух-, трёх- и шестипереходных фотопреобразователей.....	73
4.2.1. Сравнение преобразования субнаносекундных лазерных импульсов однопереходными и трёхпереходными фотопреобразователями	82
4.2.2. Исследование униполярного импульса фотоотклика модулем из двух трёхпереходных <i>p-i-n</i> ФП лазерного излучения	90
4.3. Выводы по четвертой главе	92
5. Численное моделирование формирования биполярных электрических импульсов одно- и многопереходными <i>p-i-n</i> ФП.....	94
5.1. Моделирование биполярных импульсных сигналов модулем из однопереходных фотопреобразователей.....	94
5.2. Моделирование биполярных импульсных сигналов модулем из трёхпереходных фотопреобразователей.....	98
5.3. Моделирование биполярных импульсных сигналов модулями из двух шести- и двенадцати- переходных фотопреобразователей	100
5.4. Выводы по пятой главе	102
Заключение.....	104
БЛАГОДАРНОСТИ.....	107
Список использованных источников.....	108

Список работ, опубликованных автором по теме исследования	118
---	-----

Условные обозначения и сокращения

- ФП – фотопреобразователь
- МФП – многопереходный фотопреобразователь
- ТД – туннельный диод
- КПД – коэффициент полезного действия
- ВАХ – вольт-амперная характеристика
- СВЧ – Сверхвысокие частоты
- ФЭП – фотоэлектрический преобразователь
- РИЭ – радиоизотопные источники энергии
- ПЗС-матрицы – прибор с зарядовой связью
- VEHSA – Vertical Epitaxial HeteroStructure Architecture* – архитектурой вертикальной эпитаксиальной гетероструктуры
- СЭ – солнечный элемент
- РОФАР – радиофотонные активные фазированные антенные решётки
- ВОЛС – волоконно-оптические линии связи
- МПМ – металл-полупроводник-металл
- АОЛС – атмосферные оптические линии связи
- ФД – фотодетектор
- PDA* ФД - фотодиоды с частично обеднённым поглотителем
- UTC* - униполярные ФД
- MUTC* - модифицированные униполярные ФД
- ОПЗ - область пространственного заряда
- i* - собственный тип проводимости у нелегированного полупроводникового слоя
- MOVPE – Metal Organic Vapor Phase Epitaxy* – метод химического осаждения из паровой фазы
- МПЭ - молекулярно пучковая эпитаксия
- НМКТ - нелокальная модель межзонного квантового туннелирования
- ВИМС - Вторичная ионная масс-спектрометрия
- ОП *p-i-n* ФЭП – однопереходный *p-i-n* фотоэлектрический преобразователь
- ТП *p-i-n* ФЭП – трёхпереходный *p-i-n* фотоэлектрический преобразователь
- ФМ - фотоэлектрический модуль
- БО - брегговский отражатель
- FWHM – Full Width at Half Maximum* – полная ширина на уровне половины максимума амплитуды сигнала

Введение

Актуальность темы исследования. В ряду современных технологий беспроводной передачи энергии особое место занимает фотоэлектрическое преобразование монохроматического (лазерного) излучения в электрическую энергию. Данный метод, реализуемый с помощью полупроводниковых фотоэлектрических преобразователей (ФП), является перспективным решением как для земных условий, так и для космической среды, и привлекает всё большее внимание научного сообщества и инженерных кругов [1-9]. К числу преимуществ этого метода относятся высокая направленность лазерного излучения, минимальные потери при передаче на значительные расстояния, а также возможность применения в экстремальных условиях, в которых традиционные проводные системы оказываются неэффективными или технически нереализуемыми.

В современный период динамичное развитие лазерных излучателей сопровождается значительным ростом вводимой в ФП оптической мощности. Эта технологическая тенденция, в свою очередь, обуславливает острую необходимость увеличения выходного напряжения ФП для обеспечения эффективной работы энергосистем нового поколения. Однако для однопереходного ФП существует фундаментальное ограничение на максимально достижимое напряжение холостого хода, которое ограничено шириной запрещённой зоны используемого полупроводникового материала. Например, для широко применяемого в данной области арсенида галлия (*GaAs*) ширина запрещённой зоны $E_g \approx 1.42$ эВ ограничивает максимально достижимое напряжение холостого хода значением около 1.2 В. Данное ограничение становится существенным барьером на пути повышения эффективности энергетических систем, особенно в условиях возрастающих требований к выходному напряжению.

Для преодоления ограничения на выходное напряжение требуется последовательное соединение однопереходных ФП. Перспективным решением является реализация такого соединения в монолитной монокристаллической структуре многопереходного ФП. Данный метод обладает рядом существенных преимуществ. Во-первых, он позволяет полностью исключить ёмкостные и индуктивные потери, которые неизбежно возникают при последовательном соединении отдельных однопереходных ФП, осуществлённым схемотехнически. Во-вторых, такой подход не требует применения оптоволоконного разветвителя оптического сигнала, что значительно упрощает общую конструкцию системы, повышает её надёжность и снижает себестоимость конечного устройства.

Многопереходный фотоэлектрический преобразователь (МФП) лазерного излучения представляет собой сложную монолитную многослойную *p-n-...-p-n* структуру,

состоящую из последовательно соединённых фотоактивных $p-n$ - или $p-i-n$ -диодов (субэлементов) [10,11]. Ключевой особенностью конструкции является то, что соединительные $n-p$ переходы между субэлементами выполняются как туннельные. Туннельная прозрачность соединительных переходов позволяет практически полностью исключить паразитное падение напряжения на этих переходах при протекании тока, что критически важно для достижения высокой эффективности преобразования энергии.

Таким образом, фотоактивные $p-n$ переходы интегрируются в монолитную структуру МФП с помощью встречно-включённых туннельных диодов (ТД). В фотовольтаическом режиме (без приложения внешнего напряжения смещения) такая конструкция обеспечивает не только значительное увеличение напряжения холостого хода, но и существенное повышение коэффициента полезного действия (КПД) всей системы преобразования энергии за счёт более полного использования энергии падающего излучения.

Многочисленные исследования и экспериментальные разработки демонстрируют широкий спектр практических применений МФП [2,12,13]. Наиболее перспективными направлениями являются системы энергоснабжения космических аппаратов с применением наземных или орбитальных лазерных станций; создание резервных и автономных источников питания для удалённых и труднодоступных объектов; применение в системах связи и навигации, требующих высокую энергетическую эффективность [14-17]. Отдельно следует выделить радиофотонику [12], в которой оказывается особенно востребованным импульсный режим работы для синхронизации и передачи сигналов с высокой точностью и минимальными задержками.

Несмотря на расширяющуюся сферу практического применения и значительный объём проведённых экспериментальных и теоретических исследований [10,11,18-20], физика монолитных МФП остаётся недостаточно изученной, особенно в части субнаносекундных импульсных режимах работы.

Существующие пробелы в понимании физических процессов связаны, в частности, с тем, что при теоретическом исследовании МФП ранее применялись упрощённые модели встречно-включённого туннельного диода. Эти упрощённые модели не учитывали бистабильность туннельного диода по напряжению [10,11], что качественно сужало спектр допустимых внутренних состояний многослойного МФП и не позволяло адекватно описать его динамику в сложных режимах работы.

Кроме того, проведённые к настоящему времени исследования субнаносекундного импульсного режима были ограничены в основном однопереходными ФП [20-25]. Такой подход не даёт полного представления о возможностях и ограничениях многопереходных

структур в высокоскоростных приложениях, что существенно сдерживает развитие технологий беспроводной передачи энергии с использованием МФП в современных системах связи, навигации и управления.

В рамках диссертационной работы проведено комплексное исследование полной модели МФП с учётом N -образной вольт-амперной характеристики (ВАХ) встречно-включённого ТД. В ходе исследования выходные характеристики и внутренняя динамика МФП впервые исследованы не только в стационарном, но и в субнаносекундном импульсном режиме с учётом вклада ТД в формирование фотоотклика.

В диссертации также решена практически важная задача моделирования однопереходного ФП, преобразующего излучение радиоизотопного источника. На основе полученных результатов проведена верификация моделей субэлементов МФП, что позволило обеспечить высокую достоверность дальнейших расчётов и прогнозов.

Выбор перечисленных задач определяет высокую актуальность проведённых исследований. Результаты диссертации существенно расширяют понимание физических процессов, протекающих в МФП при различных режимах работы; позволяют оптимизировать конструкцию МФП для конкретных практических применений; формируют подходы к проектированию высокоэффективных систем беспроводной передачи энергии нового поколения и создают теоретическую базу для дальнейшего развития технологий фотоэлектрического преобразования лазерного излучения в условиях повышенных требований к скорости и эффективности.

Целью работы является исследование монокристаллических многопереходных фотопреобразователей монохроматического оптического излучения на основе гетероструктур $AlGaAs/GaAs$ в стационарном и субнаносекундном импульсном режимах с помощью численного моделирования.

Основные задачи исследования:

1) Численное моделирование однопереходного $p-n$ ФП в условиях облучения радиоизотопным источником со спектром сложного состава при сверхнизких уровнях оптической мощности в стационарном режиме.

2) Исследование внутренней динамики и режимов работы двухпереходного ФП с учётом бистабильности туннельного диода, влияния ловушек в туннельном диоде, широкозонного окна и тыльного потенциального барьера в условиях преобразования стационарного оптического излучения.

3) Исследование влияния пространственной неоднородности лазерного излучения на примере модели двухпереходного $p-i-n$ ФП в цилиндрической геометрии.

4) Численное моделирование трёхпереходного $p-i-n$ ФП в прямоугольной геометрии в стационарном режиме.

5) Численное исследование фотоотклика различного типа двух-, трёх-, шести-, двенадцати- переходных $p-i-n$ ФП в субнаносекундном импульсном режиме работы. Анализ роли туннельных диодов.

6) Исследование физических причин уширения импульса фотоотклика однопереходными $p-i-n$ ФП в прямоугольной геометрии.

7) Моделирование генерации биполярных электрических импульсов СВЧ модулями на основе однопереходных и многопереходных $p-i-n$ ФП в прямоугольной геометрии.

Объектом исследования являются наногетероструктурные фотопреобразователи оптического излучения на основе гетеропереходных структур $AlGaAs/GaAs$.

Предметом исследования являются темновые, нагрузочные ВАХ и импульсные характеристики, а также туннельное и диффузионное состояния многопереходных наногетероструктурных $p-n$ и $p-i-n$ фотопреобразователей в субнаносекундном диапазоне.

Научная новизна. В диссертации разработаны модели и выполнены численные исследования одно-, двух-, трёх-, шести-, двенадцати- переходных ФП различного типа при преобразовании как монохроматического лазерного излучения, так и излучения сложного спектрального состава. Модель двухпереходного ФП впервые учитывает бистабильность соединительного туннельного диода. Модель предсказывает существование двух устойчивых состояний ФП. Предсказана мультистабильность внутреннего состояния многопереходного монокристаллического $p-n$ ФП, которая приводит к неоднозначности преобразования лазерного излучения в электрический ток многопереходными монокристаллическими $p-n$ ФП. Показано, что роль туннельных диодов, которые являются неотъемлемой частью многопереходных $p-i-n$ ФП, существенно снижается при переходе от стационарного лазерного излучения к импульсному, поскольку происходит замещение туннельных токов токами смещения. Показано, что при освещении субнаносекундными лазерными импульсами фотоотклик практически не зависит от квантового туннельного эффекта в соединительном диоде. На примере шестипереходного ФП предложен способ повышения эффективности МФП в импульсном режиме путем увеличения толщины нескольких фронтальных субэлементов при соответствующем уменьшении коэффициента поглощения.

Методы исследования. Основным методом исследования, применявшимся в диссертационной работе, является численное моделирование физических процессов путем совместного решения диффузионно-дрейфовых уравнений, уравнения Пуассона и

уравнений для внешней цепи с учётом рекомбинации Шокли-Рида-Холла, излучательной и Оже рекомбинации, но без учёта переизлучения фотонов. Для описания туннельных диодов использовалась нелокальная модель межзонного квантового туннелирования. Полученные результаты детально сопоставлялись с экспериментальными результатами, полученными соавторами.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Двухпереходные монокристаллические фотопреобразователи в стационарном фотовольтаическом режиме имеют два устойчивых рабочих состояния, если ток через фотопреобразователь не превышает пиковый ток туннельного диода. В первом состоянии эффективное фотовозбуждение имеет место в обоих переходах, а туннельный диод работает в туннельном режиме с малым падением напряжения. Во втором состоянии эффективное фотовозбуждение имеет место только в одном из переходов, второй находится в режиме холостого хода, а туннельный диод работает в диффузионном режиме с большим падением напряжения. В многопереходных фотопреобразователях аналогичный механизм приводит к множественности устойчивых внутренних состояний фотопреобразователя.

2. Вследствие доминирования токов смещения импульсный фотовольтаический режим нано и субнаносекундного диапазона может быть реализован в многопереходных $p-i-n$ фотопреобразователях, из структуры которых исключены встречно-включённые туннельные диоды. Соответственно, при моделировании указанного режима МФП можно заменять более простыми структурами типа $p-i-n-p-i-n$ с туннельно непрозрачными соединительными $n-p$ переходами.

3. Эффективность монокристаллических многопереходных фотопреобразователей субнаносекундных лазерных импульсов увеличивается при одновременном увеличении толщины $p-i-n$ переходов, близких к фронтальной поверхности фотопреобразователя, и уменьшении коэффициента поглощения в этих переходах.

Достоверность полученных результатов обеспечивается обоснованностью применяемых физических моделей, использованием апробированных методик численного моделирования, количественным согласием с полученными соавторами экспериментальными данными, выборочным проведением численного моделирования разными методами, внутренней физической согласованностью всей совокупности полученных результатов.

Теоретическое и прикладное значение диссертации. Разработана численная модель ФП субнановаттного диапазона мощности для преобразования излучения радиоизотопного источника. Результаты расчётов применены при разработке слаботокового

источника питания со сверхдлительным сроком службы для использования в медицине, наноэлектронике, работы в экстремальных условиях, включая агрессивные среды атомной и химической промышленности.

Показано, что бистабильность туннельного соединительного диода приводит к бистабильности монолитного двухпереходного $p-n$ ФП, которая при стационарном облучении в фотовольтаическом режиме выражается в наличии двух устойчивых рабочих состояний при фототоке, не превышающем пиковый ток ТД. Для многопереходных фотопреобразователей бистабильность соединительных диодов ведет к множественности устойчивых внутренних состояний, т.е. к мультистабильности ФП.

Обнаружено преобладание тока смещения над туннельным при мощном субнаносекундном импульсном облучении в фотовольтаическом режиме работы $p-i-n$ МФП. Этот эффект позволяет исключить «соединительные» туннельные диоды из конструкции ФП для импульсных применений, что обеспечивает технологическое и экономическое преимущество при производстве.

Показано, что приемлемая эффективность монолитных $p-i-n$ фотопреобразователей с числом переходов больше трёх при преобразовании мощных субнаносекундных лазерных импульсов требует увеличения толщин фронтальных $p-i-n$ переходов при одновременном уменьшении поглощения в этих переходах. Это может быть достигнуто применением для изготовления фронтальных переходов полупроводникового материала с увеличенной шириной запрещённой зоны, например, путем замены $GaAs$ на $AlGaAs$.

Построены модели СВЧ-модулей на основе одно- и трёх- переходных $p-i-n$ фотопреобразователей, которые позволяют формировать биполярный электрический импульс. Модели верифицированы сравнением с экспериментом.

Личный вклад автора состоит в участии в постановке задач, анализе результатов, подготовке публикаций и полностью самостоятельном решении всех задач численного моделирования.

Апробация результатов. Основные результаты работы были представлены на 4-х конференциях:

- международная конференция Физика.СПб/2021;
- международная конференция Физика.СПб/2024;
- международная конференция Физика.СПб/2025;
- международная научно-техническая конференция “Системы синхронизации, генерации и обработки сигналов в телекоммуникациях” (SYNCHROINFO) (IEEE) (Выборг, 2024 г.)

Публикации. Основные результаты диссертации изложены в 9 статьях в рецензируемых научных журналах, 7 из них напечатаны в журналах, входящих в «Белый список», 2 – Scopus.

Структура и объём диссертации

Диссертационная работа состоит из введения, 5 глав, заключения и библиографического списка. Общий объём диссертации составляет 119 страниц, включая 46 рисунков и 15 таблиц.

1. Литературный обзор

1.1. Сравнение физики преобразования солнечного и лазерного излучения: однопереходные и многопереходные структуры.

Фотоэлектрические преобразователи (ФЭП) солнечного излучения известны около 70 лет. Первые фотоэлементы были серно-таллиевые (Tl_2S), затем последовательно произошёл переход к кремнию (Si) и арсениду галлия ($GaAs$), а затем к гетероструктурам на основе $AlGaAs/GaAs$. За историю развития фотопреобразователей коэффициент полезного действия вырос с 1% до 35% для гетероструктурных ФЭП.

В 1932 г. А.Ф. Иоффе создал из закиси меди, а затем из селена фотоэлементы, вырабатывавшие при освещении электрический ток без помощи внешних источников энергии. Однако их КПД при использовании солнечной энергии не превышал 0.05-0.1%. Но уже перед Великой Отечественной войной в СССР были созданы фотоэлементы из сернистого таллия и сернистого серебра с КПД до 1%. В 1954 г. был создан кремниевый фотоэлемент. В том же году впервые была построена солнечная батарея, состоявшая из большого числа кремниевых фотоэлементов. В начале 1955 г. были созданы фотоэлементы с КПД до 6% [26,27].

В последующие годы элементы модернизировались, в том числе благодаря созданию почти идеального гетероперехода. Ж.И. Алферов создал преобразователи солнечной энергии с КПД 10-11% и повышенной температурной стойкостью. Были разработаны преобразователи с КПД 22%. Солнечные элементы подобного типа до сих пор применяются на орбитальной станции "Мир". Также он в 1973 году сформировал фототранзистор с уникальной фоточувствительностью [28].

На данный момент предельная величина эффективности кремниевых фотоприемников солнечного излучения составляет 25% [29]. Чтобы повысить эффективность необходимо было использовать другие материалы, например, арсенид галлия. На его основе удалось создать элементы, которые обладали КПД порядка 35-40% [30]. Но это тоже своего рода предел для такого элемента. Для повышения КПД ФЭП были разработаны многопереходные солнечные элементы, позволяющие использовать больший диапазон длин волн солнечного излучения. Такие структуры формируются из субэлементов (каждый из которых со своей шириной запрещённой зоны), соединённых последовательно через встречно-включённые туннельные диоды.

В отличие от многопереходных преобразователей солнечного излучения, конструкция фотопреобразователей монохроматического лазерного излучения предусматривает использование субэлементов с одинаковой шириной запрещённой зоны,

но зато разной толщины, чтобы обеспечить равенство фототоков в субэлементах. Соединение таких субэлементов реализуется, как и в случае солнечных ФЭП, за счёт встречно-включённых туннельных диодов. Отметим, что такие преобразователи могут работать при их облучении солнечным излучением, однако эффективность преобразования будет низкая из-за меньшей доли вводимой мощности излучения. Действительно, солнечное излучение со спектром AM1.5 («стандартный» спектр для наземных испытаний солнечных батарей, поскольку он хорошо отражает среднегодовую освещённость в умеренных широтах) несет в себе интегрально интенсивность 0.1 Вт/см².

Получение монохроматического излучения стало возможным с создания монохроматора. Отметим патент на этот прибор, автором которого является Н. Г. Бахшиев [31], был выдан в СССР 30 сентября 1957 года. На начальном этапе использовались призмные системы для спектрального разложения (эксперименты Исаака Ньютона) и дифракционные решётки различных конструкций. Затем наступил этап активного развития применения монохроматоров. Качественный скачок произошёл с появлением газоразрядных источников света. В этот период широко применялись ртутные лампы, натриевые лампы с ярко выраженной спектральной линией D, различные светофильтры для выделения нужных спектральных линий. В 1960 году физик Теодор Майман создал первый работающий лазер в оптическом диапазоне на основе кристалла рубина ($Cr^{3+}:Al_2O_3$) ($\lambda = 694.3$ нм). Это стало революционным событием, поскольку данные устройства генерируют излучение с исключительно высокой степенью монохроматичности. Это открыло новые возможности для точного спектрального анализа, создания высокочувствительных детекторов, развития новых методов измерений.

Современные фотопреобразователи представлены широким спектром устройств: фотодиоды специального назначения с высокой чувствительностью, фотоумножители для работы с низкими уровнями излучения, квантовые детекторы для различных спектральных диапазонов, ПЗС-матрицы с возможностью спектрального анализа. Основные тенденции развития современных фотопреобразователей связаны с повышением чувствительности устройств, миниатюризации приборов, улучшением стабильности работы, повышением эффективности преобразования.

1.2. Стационарный режим работы одно- и многопереходных ФП лазерного излучения

В течение последних 30-35 лет научное сообщество активно исследует фотопреобразователи лазерного излучения – как однопереходные, так и многопереходные [10,18,32-68]. Оптические преобразователи мощности (также известные как лазерные

преобразователи мощности или фотоэлектрические преобразователи) нашли широкое применение в различных технологических сферах. В частности, они используются в линиях электропередачи и системах оптоволоконной радиосвязи [2,69], в силовой электронике [8,70] и в ряде других направлений.

Одним из перспективных подходов к повышению эффективности фотопреобразователей является разработка и применение встречно-включённых туннельных диодов для последовательного соединения фотоактивных элементов в монолитной структуре МФП. Этот метод позволяет обеспечить [71-74]:

- увеличение выходного напряжения;
- повышение мощности электрического сигнала;
- снижение рабочих токов;
- оптимизацию согласования с нагрузкой.

Ведутся также исследования по совершенствованию тыльных барьерных слоёв. Их ключевая функция – предотвращение ухода сгенерированных электронно-дырочных пар в подложку, что необходимо для повышения общей эффективности преобразования энергии [75].

Отдельного внимания заслуживает применение фотопреобразователей в сфере слаботочных источников электрического питания со сверхдлительным сроком службы. В ряде случаев традиционные солнечные и химические батареи демонстрируют недостаточную эффективность при решении специальных задач. В связи с этим растёт интерес к разработке и модернизации радиоизотопных источников энергии (РИЭ), в которых энергия распада радиоактивных изотопов преобразуется в электроэнергию [14-17]. Области применения РИЭ весьма разнообразны и включают электронику, медицину, приборостроение, атомную и химическую промышленность, системы, эксплуатируемые в труднодоступных местах и агрессивных средах.

Конструкция фотопреобразователей в последний период значительно эволюционировала. Если ранее доминировали многосекционные фотопреобразователи [76], то сейчас всё больший интерес вызывает относительно новое направление – ФП с архитектурой вертикальной эпитаксиальной гетероструктуры (*VEHSA – vertical epitaxial heterostructure architecture*) [77]. Эта концепция предполагает создание монолитных конструкций, в которых фотопреобразователи соединяются последовательно через встречно-включённые туннельные диоды. Также данное решение радикально минимизировало индуктивные и ёмкостные потери, которые неизбежно возникают при многосекционной конструкции.

Поиск и оптимизация материалов для высокоэффективных фотопреобразователей остаются одними из ключевых задач современной оптоэлектроники. Особое место в этом контексте занимают полупроводниковые соединения группы $A3B5$ с прямой структурой энергетических зон. Благодаря своим электронным свойствам они открывают широкие возможности для создания мощных и стабильных ФП. Среди наиболее изученных и практически значимых гетероструктур можно выделить $AlGaAs/GaAs$, $InGaAsP/InP$, материалы на основе $GaSb$. Спектральная селективность этих соединений позволяет гибко адаптировать фотопреобразователи под конкретные задачи:

- $GaAs$ оптимально подходит для диапазона 0.8-0.87 мкм (например, для преобразования излучения лазерных диодов);
- $InGaAsP/InP$ и $GaSb$ демонстрируют высокую эффективность в области 1.3-1.55 мкм [78].

Оценка эффективности однопереходных монокристаллических и поликристаллических солнечных элементов (СЭ) на основе различных материалов (Si , CIS , $CZTSe$, InP , $CZTS$, $CdTe$, $Perovskite$, $InGaP$, $GaAs$) была проведена в работе [79]. В интересующем нас диапазоне длин волн наибольшую эффективность продемонстрировал $GaAs$ СЭ.

Перспективы развития многопереходных фотопреобразователей для преобразования лазерного излучения рассмотрены, например, в работе [11]. В частности, представлены выдающиеся результаты по КПД при высоких значениях выходной мощности: шестипереходный ФП конструкции $VEHSA$ продемонстрировал выходную электрическую мощность 22 Вт.

В работе [20] были экспериментально изучены структуры с 20 переходами. Достигнуты следующие ключевые параметры:

- напряжение холостого хода: 23 В при входной стационарной оптической мощности 1 Вт;
- эффективность преобразования: 60% для длины волны 841 нм.

В этой же работе обсуждаются теоретические модели ФП, содержащих до 60 субэлементов, каждый из которых является предельно тонким. Отмечается, что самая узкая субэлементная ячейка структуры будет иметь основание толщиной всего 8 нм.

При моделировании столь сложных систем туннельные диоды во всех рассмотренных статьях заменяются резистивными элементами. Это обусловлено тем, что учёт туннельного эффекта при большом числе переходов требует значительных вычислительных ресурсов. Поэтому в большинстве случаев предполагается работа ТД в

туннельной ветви ВАХ, а сам диод заменяется резистором с соответствующим сопротивлением. N -образность ВАХ туннельного диода при этом не учитывается.

1.3. Импульсный режим работы одно- и многпереходных ФП лазерного излучения

Высокопроизводительные фотопреобразователи, работающие в фотовольтаическом режиме, являются одними из ключевых элементов в конструкции современных радиофотонных устройств. В частности, они активно применяются в радиофотонных активных фазированных антенных решётках (РОФАР) [80,81]. Эффективность таких систем характеризуется следующими ключевыми параметрами: величиной генерируемой электрической мощности; соотношением сигнал/шум; степенью линейности зависимости между выходным сигналом ФП и уровнем входной оптической мощности, которая передаётся от лазерного источника через волоконно-оптическую линию связи (ВОЛС).

Первыми базовыми элементами для преобразования оптических импульсов были структуры типа металл-полупроводник-металл (МППМ). Данные устройства успешно интегрированы в волоконно-оптические линии связи [82]. В данной области большое значение имеет разработка высокоскоростных фотопреобразователей, способных функционировать в фотовольтаическом режиме без приложения обратного смещения. Большую значимость имеют научно-технические направления, связанные с применением биполярных субнаносекундных импульсов в РОФАР и в системах атмосферных оптических линий связи (АОЛС), обеспечивающих передачу информации на значительные расстояния [83].

С целью повышения ключевых характеристик фотодетекторов (ФД), таких как скорость отклика, спектральная чувствительность и выходная электрическая мощность, были созданы различные типы детекторов. Среди них фотодетекторы с $p-i-n$ структурой [84-87]; ФД с частично обеднённым поглотителем (PDA ФД) [88-94]; униполярные ФД (UTC) [95,96]; модифицированные униполярные ФД ($MUTC$) [97-102]. Основная часть исследований сосредоточена на разработке ФД, функционирующих в диодном режиме при наличии обратного напряжения смещения. Эти устройства предназначены для преобразования лазерного излучения с длиной волны 1550 нм. Теоретические исследования $p-i-n$ PDA ФД ($InGaAs/InP$) продемонстрировали возможность передачи СВЧ при нагрузке 50 Ом и напряжении смещения 6 В [89]. В работе [101] представлены результаты испытаний $MUTC$ $InGaAsP/InP$ ФД. При диаметре фотоактивной области не более 50 мкм и напряжении смещения до 44 В (при длине волны 1550 нм) удалось достичь следующих

показателей: выходная пиковая мощность – до 26.3 Вт; пиковое значение амплитуды напряжения – до 38 В; длительность импульса на полувысоте – около 30 пс.

Важнейшим преимуществом фотодетекторов типов *p-i-n*, *PDA*, *UTC* является наличие в их структуре значительного по толщине (не менее 1 мкм) слоя специального назначения. В случае *p-i-n*, *PDA* и *UTC* речь идёт о нелегированном слое, тогда как в *MUTC* используется слаболегированный материал. Главная задача этого слоя заключается в увеличении обеднённой области, расположенной между эмиттером и базой ФД, которые характеризуются высоким уровнем легирования. Такое решение позволяет существенно уменьшить общую ёмкость структуры, что напрямую влияет на скорость отклика фотодетектора и, как следствие, определяет его пригодность для работы с СВЧ-сигналами. В конструкции *UTC* ФД *i*-слой обладает особыми характеристиками: он является широкозонным и не участвует в процессе поглощения. Благодаря этому обеспечивается избирательное разделение в области пространственного заряда (ОПЗ) исключительно неравновесных электронов, поступающих из узкозонного поглощающего слоя *p*-типа. Важное преимущество униполярного ФД связано с тем, что скорость разделения неравновесных носителей заряда зависит от скорости дрейфа самых медленных частиц в ОПЗ. Учитывая значительное различие в подвижности электронов и дырок для материалов *GaAs* и *InGaAs* [103], униполярный ФД демонстрирует более высокую скорость работы. Дополнительным преимуществом является то, что в прозрачный дрейфовый слой происходит инжекция только электронов. Это приводит к уменьшению экранирования ОПЗ по сравнению с традиционным *p-i-n* ФД, где в дрейфовой области присутствуют как электроны, так и дырки.

Производительность фотодетекторов с *p-i-n* структурой зависит от двух основных параметров: скорости, с которой происходит разделение электронно-дырочных пар в ОПЗ и барьерной ёмкости структуры. Оба этих параметра находятся в прямой зависимости от толщины *i*-слоя [86,104]. Кроме того, толщина *i*-слоя оказывает влияние на то, какая часть излучения будет в нем поглощаться, что напрямую отражается на квантовом выходе фотодетектора.

Применение *GaAs* в качестве материала для активной области фотодетекторов даёт существенные преимущества по сравнению с традиционно используемым в ВОЛС *InGaAs*. Основными достоинствами *GaAs*-структур являются способность преобразовывать высокие уровни оптической мощности и высокий КПД. Теоретические расчёты показывают впечатляющие результаты для однопереходных *GaAs* ФД, работающих без внешнего напряжения: при мощном лазерном излучении (интенсивность более 100 Вт/см²) с длиной волны, находящейся в диапазоне 830-850 нм КПД превышает 80%. Для сравнения, у *InGaAs*

ФД предельный теоретический КПД значительно ниже и составляет 45% при длине волны 1550 нм; 27% при длине волны 830 нм. Важным преимуществом *GaAs* ФД является превосходная температурная стабильность КПД. Температурный коэффициент снижения КПД (η_T) составляет всего $1.4 \cdot 10^{-3} (\text{°C})^{-1}$ при плотности фототока 30 А/см², что в три раза меньше, чем у *InGaAs*. Благодаря такой высокой температурной стабильности, *GaAs* ФД способны преобразовывать лазерное излучение с более высоким уровнем мощности по сравнению с детекторами на основе кремния и *InGaAs*.

Не так давно были проведены исследования [105,106], в которых проанализированы свойства фотодетекторов на основе *GaAs/AlGaAs* при облучении импульсным лазером с длиной волны 850 нм. Важно отметить, что большинство рассмотренных устройств предназначены для работы с относительно слабыми импульсами и функционируют в фотодиодном режиме при наличии небольшого внешнего смещения [105]. Отдельные структуры обладают возможностью работать и в фотовольтаическом (генераторном) режиме, выступая в роли источника электродвижущей силы (ЭДС) [106]. Согласно полученным данным, максимальная пиковая импульсная мощность таких фотодетекторов остаётся на уровне нескольких милливольт, что соответствует значению менее 0.01 Вт.

В работе [105] представлены результаты разработки высокоскоростных *p-i-n* фотодиодов на основе *GaAs/AlGaAs* для работы с излучением на длине волны 850 нм. Для достижения максимальной скорости работы данным *p-i-n* фотодиодам необходимо внешнее напряжение смещения до -3 В.

В работе [106] представлен униполярный фотодетектор (*UTC* ФД) на основе структуры *GaAs/AlGaAs* со следующими характеристиками: рабочая длина волны 850 нм, внешняя квантовая эффективность 48%, режим работы фотовольтаический (без смещения).

В работе [106] также представлены результаты разработки модифицированного униполярного фотодиода (*MUTC*) на основе материалов *GaAs/AlGaAs*. Основные характеристики устройства: рабочая длина волны: 850 нм; режим работы: без внешнего смещения; внешняя квантовая эффективность: 73%; низкий уровень темнового тока.

В работе [107] описан успешный проект по созданию двухпереходного лазерного фотодетектора со следующими характеристиками: коэффициент полезного действия превысил 52%; рабочая длина волны: 810 нм; входная оптическая мощность: 1 Вт.

Технология изготовления включала выращивание структуры из *GaAs* субэлементов на германиевых подложках *n*-типа с использованием метода *MOVPE*.

В литературе также представлены исследования фотопроводящего полупроводникового переключателя на основе арсенида галлия (*GaAs*), демонстрирующего временные характеристики отклика в диапазоне от 500 пс до 100 нс при амплитуде

выходного сигнала от 1 до 20 кВ [22,108]. Отдельный пласт научных работ посвящён экспериментальному изучению динамических характеристик $p-n$ и $p-i-n$ фотопреобразователей. В этих исследованиях анализируется их отклик на фемтосекундные и пикосекундные лазерные импульсы, причём отмечена существенная временная задержка формирования отклика [24,109,110]. Также исследованы фотодиоды Шоттки «металл-полупроводник-металл» и их применимость для преобразования фемтосекундных лазерных импульсов [111].

Таким образом, на сегодняшний день основные направления научных исследований таковы:

- разработка и изучение характеристик мощных МФП;
- эффективное преобразование непрерывного лазерного излучения;
- создание источников переменной электрической энергии на их основе.

1.4. Выводы по первой главе

Несмотря на широкий фронт исследований фотопреобразователей в стационарном режиме работы, анализ научно-технической литературы показывает, что до настоящего времени не проводились теоретические исследования и численное моделирование многопереходных ФП с учётом N -образной ВАХ встречно-включённого туннельного диода, соединяющего субэлементы МФП, т.е. не учитывалась бистабильность ТД по напряжению. Этим обстоятельством обусловлена одна из ключевых задач диссертационной работы: разработать и исследовать полную модель туннельного диода в составе МФП, а также установить, возможны ли внутренние состояния МФП, отвечающие не туннельному, а диффузионному режиму ТД. Примечательно, что в ряде исследований [71,74] лишь упоминалась потенциальная возможность существования таких характеристик, однако экспериментальные или теоретические подтверждения не приводились. Это подчёркивает актуальность и научную новизну поставленной задачи, поскольку её решение способно расширить понимание физических процессов в МФП и открыть новые возможности для оптимизации их параметров.

На современном момент в литературе полностью отсутствуют исследования, посвящённые многопереходным фотопреобразователям в импульсном режиме работы. Этот факт обусловил постановку дополнительных задач диссертационного исследования:

- Исследовать туннельный соединительный диод в импульсном режиме работы МФП, оценить его влияние на ключевые параметры преобразования энергии.

- На основе полученных результатов разработать предложения по модернизации структуры многопереходных фотопреобразователей, направленные на повышение эффективности преобразования энергии в импульсном режиме.

Таким образом, выявленные пробелы в существующих исследованиях определили основные направления диссертационной работы. Их реализация позволит не только восполнить недостающие знания в области физики и техники фотопреобразования, но и заложить основу для создания более эффективных МФП, адаптированных к различным режимам эксплуатации.

2. Исследование $AlGaAs/GaAs$ фотоэлектрического преобразователя стационарного оптического излучения от радиоизотопного источника энергии

2.1. Описание и обоснование задач главы

Объединение фотопреобразователя с радиолюминесцентным источником даёт возможность создать долговременный радиоизотопный фотоэлектрический генератор энергии (радиоизотопный источник энергии, РИЭ). В таких устройствах энергия радиоактивного распада изотопов преобразуется в электрическую. Как отмечалось в литературном обзоре, подобные генераторы сейчас активно разрабатывают и совершенствуют [14-17]. Схема РИЭ показана на рисунке 1.

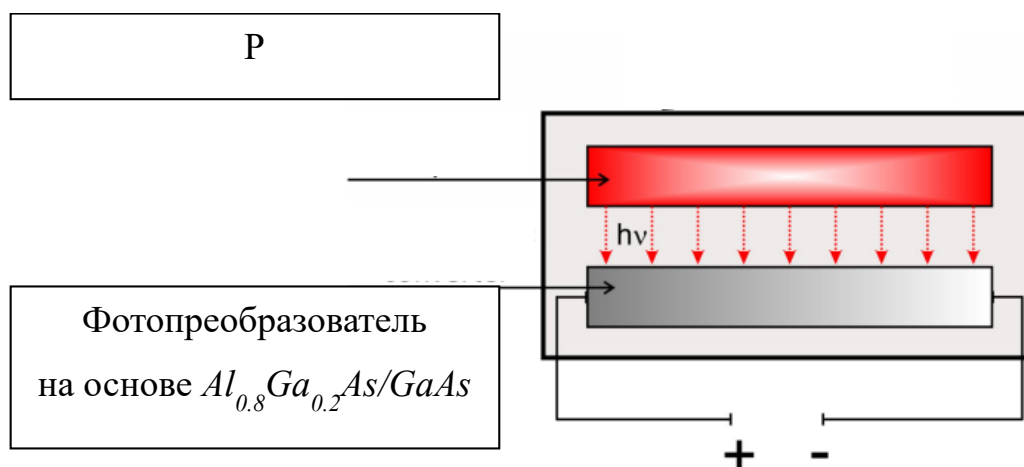


Рис. 1. Схема фотоэлектрического источника питания на основе радиоизотопного источника излучения и фотопреобразователя.

В качестве радиоизотопного источника рассматривался минералоподобный кристалл ксенотима состава $YPO_4:Eu/(^{238}Pu)$. Его отличительная черта – уникальный спектр, который показан на рисунке 2 кривая 1, имеющий три ярко выраженных пика интенсивности излучения.

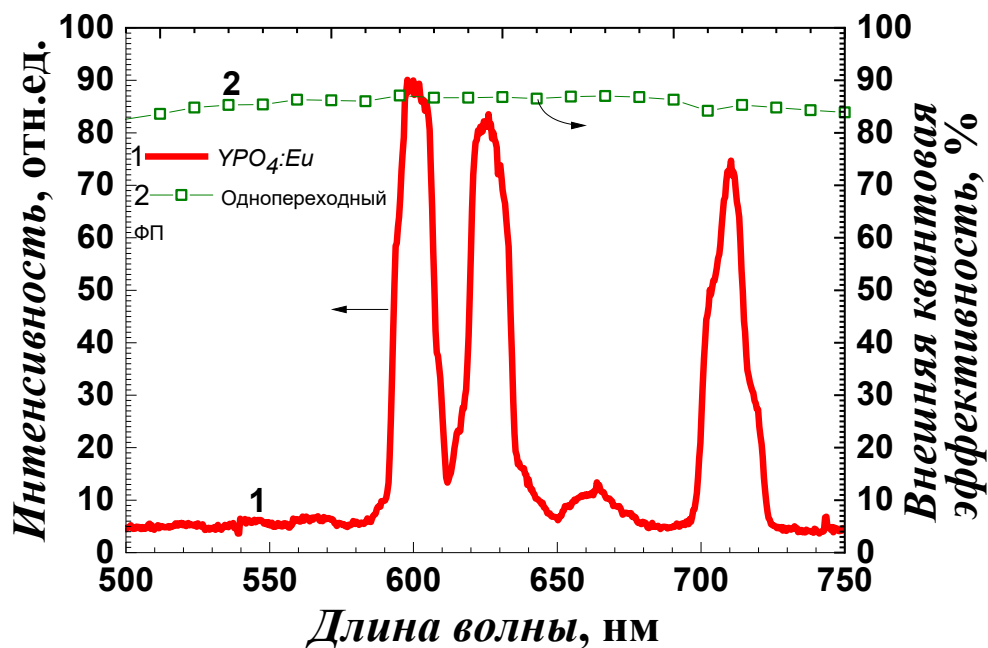


Рис. 2. Кривая 1 – нормированный спектр радиолюминесцентного источника оптического излучения минералоподобного кристалла ксенотима состава $YPO_4:Eu(^{238}Pu)$ [112], суммарная мощность оптического излучения (площадь под графиком) $P_{out} \approx 1\text{нВт}$; кривая 2 – спектральная характеристика внешней квантовой эффективности однопереходного $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ ФП, показанного в таблице 1.

Выбор материала обусловлен также его радиационными характеристиками, в частности, на достаточно длительном периоде полураспада, составляющем около 87 лет.

В рамках диссертации модель однопереходного $p-n$ ФП на основе $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ гетероструктуры была разработана первой и послужила основой для дальнейшей разработки моделей МФП. Базовая модель была затем адаптирована под спектральные характеристики радиолюминесцентного источника оптического излучения нановаттной мощности. Результаты исследований с помощью этой модели описаны в настоящей главе.

Данный этап исследования позволил:

- изучить процессы преобразования энергии;
- определить оптимальные структурные параметры;
- выявить ключевые факторы эффективности преобразования.

Проведённые в данной главе исследования были составной частью практической разработки слаботочного источника питания со сверхдлинным сроком службы – радиоизотопного источника энергии (РИЭ), и потому имеют также самостоятельное прикладное значение.

2.2. Численные модели, используемые при расчёте

В настоящем разделе кратко описаны основные физические модели и аппроксимации, используемые при моделировании ФП, как в этой, так и во всех последующих главах работы. Отметим, что далее в необходимых разделах диссертации будут приводиться соответствующие законы и выражения для решения поставленных задач.

Рассматривается электростатическое приближение, основанное на уравнении Пуассона, которое связывает электростатический потенциал с плотностью объёмного заряда:

$$\operatorname{div}(\varepsilon_0 \varepsilon \nabla \psi) = -\rho, \quad (1)$$

где ε_0 – диэлектрическая постоянная; ε – относительная диэлектрическая проницаемость; ψ – электростатический потенциал; ρ – локальная плотность пространственного заряда.

Электрическое поле определяется градиентом потенциала:

$$\vec{E} = -\nabla \psi. \quad (2)$$

Математическое моделирование основано на стандартных уравнениях непрерывности:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J}_n + G_{n,p} - R_{n,p}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J}_p + G_{n,p} - R_{n,p}, \quad (4)$$

где n и p – концентрация электронов и дырок; \vec{J}_n и \vec{J}_p – плотности тока электронов и дырок; $G_{n,p}$ – скорость генерации электронов и дырок; $R_{n,p}$ – скорость рекомбинации электронов и дырок; q – величина заряда электрона.

Использовалась статистика Ферми-Дирака:

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{\left(1 + \exp\left(\frac{\varepsilon - E_F}{kT_L}\right)\right)}, \quad (5)$$

где $f(\varepsilon)$ – вероятность того, что доступное электронное состояние с энергией ε занято электроном; E_F – энергия Ферми; k – постоянная Больцмана; T_L – температура, при которой электроны находятся в тепловом равновесии с решёткой полупроводника.

Ещё один физический механизм генерации и рекомбинации, который необходимо учитывать – это фотонный переход. Расчёт оптической рекомбинации и генерации проводится по формулам:

$$R_{np}^{OPT} = C_c^{OPT} np \quad (6)$$

$$G_{np}^{OPT} = C_e^{OPT} \quad (7)$$

где R_{np}^{OPT} – скорость рекомбинации; C_c^{OPT} – скорость захвата; n, p – концентрации электронов и дырок; G_{np}^{OPT} – скорость генерации; C_e^{OPT} – скорость эмиссии.

Эти скорости равны при тепловом равновесии:

$$C_e^{OPT} = C_c^{OPT} n_{ie}^2 \quad (8)$$

где n_{ie} – собственная концентрация.

Выражение для общей скорости рекомбинации представляет собой разницу частичных скоростей, которая равна:

$$R_{np}^{OPT} = C_c^{OPT} (np - n_{ie}^2). \quad (9)$$

Эффект сужения ширины запрещённой зоны учитывается аналитически выражением, связывающим ширину запрещенной зоны с концентрацией легирующего вещества, выражение взято из работы Слотбума и де Граафа [113]:

$$\Delta E_g = E1 \left(\ln \left(\frac{N}{N_0} \right) + \sqrt{\left(\ln \left(\frac{N}{N_0} \right)^2 + C \right)} \right), \quad (10)$$

где ΔE_g – изменение ширины запрещённой зоны; N – концентрация легирующего вещества; $E1, N_0, C$ – постоянные значения, которые задаются по Слотбуму.

Модель рекомбинации Шокли-Рида-Холла. Фононные переходы происходят при наличии ловушки (или дефекта) внутри запрещённой зоны полупроводника [114,115]:

$$R_{SRH} = \frac{(pn - n_{ie}^2)}{\left(t_p \left[n + n_{ie} \exp \left(\frac{E_{trap}}{kT_L} \right) \right] + t_n \left[p + n_{ie} \exp \left(- \frac{E_{trap}}{kT_L} \right) \right] \right)}, \quad (11)$$

где E_{trap} – это разница между уровнем энергии ловушки и уровнем Ферми; T_L – температура кристаллической решётки в градусах Кельвина; t_p, t_n – время жизни электронов и дырок; p, n – концентрации электронов и дырок; n_{ie} – собственная концентрация.

При этом t_n, t_p зависят от локальной (общей) концентрации примеси следующим образом:

$$t_n = \frac{t_{n0}}{\left(A_N + B_N \left(\frac{N_{tot}}{N_{srhN}} \right) + C_N \left(\frac{N_{tot}}{N_{srhN}} \right)^{E_N} \right)}, \quad (12)$$

$$t_p = \frac{t_{p0}}{\left(A_P + B_P \left(\frac{N_{tot}}{N_{srhP}} \right) + C_P \left(\frac{N_{tot}}{N_{srhP}} \right)^{E_P} \right)}, \quad (13)$$

где N_{tot} – это локальная (общая) концентрация примеси. Параметры t_{n0}, t_{p0}, N_{srhN} и N, N_{srhP} , а также $A_N, B_N, C_N, E_N, A_P, B_P, C_P, E_P$ – постоянные значения.

Также учитывалась Оже-рекомбинация, которая происходит посредством трёхчастичного перехода, при котором подвижный носитель либо захватывается, либо испускается. Обычно для расчётов используется следующая формула:

$$R_{Auger} = Cn(pn^2 - nn_{ie}^2) + Cp(np^2 - pn_{ie}^2). \quad (14)$$

где R_{Auger} – скорость оже-рекомбинации; C_n, C_p – коэффициенты оже-рекомбинации, для которых единица измерения $\text{см}^6/\text{с}$.

Модель подвижности носителей заряда, зависящая от концентрации легирующей примеси и температуры, основанная на работе Коги и Томаса [116,117], может быть представлена в следующем виде для электронов и дырок:

$$\mu_{n0} = \mu_{1N} \left(\frac{T_L}{300 K} \right)^{\alpha_N} + \mu_{2N} \left(\frac{T_L}{300 K} \right)^{\beta_N} - \frac{\mu_{1N} \left(\frac{T_L}{300 K} \right)^{\alpha_N}}{\left(1 + \left(\frac{T_L}{300 K} \right)^{\gamma_N} \left(\frac{N}{N_{critN}} \right)^{\Delta_N} \right)}, \quad (15)$$

$$\mu_{p0} = \mu_{1P} \left(\frac{T_L}{300 K} \right)^{\alpha_P} + \mu_{2P} \left(\frac{T_L}{300 K} \right)^{\beta_P} - \frac{\mu_{1P} \left(\frac{T_L}{300 K} \right)^{\alpha_P}}{\left(1 + \left(\frac{T_L}{300 K} \right)^{\gamma_P} \left(\frac{N}{N_{critN}} \right)^{\Delta_P} \right)}, \quad (16)$$

где N – локальная (общая) концентрация примесей в см^{-3} ; T_L – температура в градусах Кельвина; $\alpha_n, \beta_n, \gamma_n, \Delta_n, \alpha_p, \beta_p, \gamma_p, \Delta_p$ – постоянные значения из работы Коги и Томаса.

Модель подвижности носителей заряда, зависящая от электрического поля, также основана на работе Коги и Томаса [116] и может быть представлена следующим образом:

$$\mu_n(E) = \mu_{n0} \left[\frac{1}{1 + \left(\frac{\mu_{n0} E}{V_{satn}} \right)^{\beta_n}} \right]^{\frac{1}{\beta_n}}, \quad (17)$$

$$\mu_p(E) = \mu_{p0} \left[\frac{1}{1 + \left(\frac{\mu_{p0} E}{V_{satp}} \right)^{\beta_p}} \right]^{\frac{1}{\beta_p}}, \quad (18)$$

здесь E – электрическое поле, μ_{n0}, μ_{p0} – подвижности электронов и дырок, β_n, β_p – коэффициенты обычно равные 2 и 1, соответственно, а V_{satn} и V_{satp} – скорости насыщения для электронов и дырок.

Выражения для плотностей электронного и дырочного тока в рамках диффузионно-дрейфовой модели [118] имеют вид:

$$\vec{J}_n = q(D_n \nabla n - n \mu_n \nabla \psi), \quad (19)$$

$$\vec{J}_p = q(-D_p \nabla p - p \mu_p \nabla \psi), \quad (20)$$

здесь q – величина заряда электрона, $\nabla n, \nabla p$ – градиенты концентраций электронов и дырок, n, p – концентрации электронов и дырок, μ_n, μ_p – подвижности электронов и дырок, $\nabla \psi$ – градиент электростатического потенциала, а коэффициенты диффузии D_n и D_p равны:

$$D_n = \frac{kT_L}{q} \mu_n n \frac{d\eta_n}{dn}; \quad (21)$$

$$D_p = \frac{kT_L}{q} \mu_p p \frac{d\eta_p}{dp}; \quad (22)$$

где $\eta_n = \frac{\varphi_n - E_c}{kT}$, $\eta_p = \frac{E_v - \varphi_p}{kT}$, а φ_n и φ_p – уровни Ферми электронов и дырок, $\frac{kT_L}{q} = \varphi_T$ – тепловой потенциал, выражаемый в вольтах.

Отметим, что в статистике Больцмана $n \frac{d\eta_n}{dn}$ и $p \frac{d\eta_p}{dp}$ равны 1.

При взаимодействии электромагнитного излучения с веществом происходит его поглощение, обусловленное передачей энергии фотонов внутренним степеням свободы среды. В результате энергия излучения трансформируется во внутреннюю энергию поглощающего материала. Изменение интенсивности света при прохождении слоя конечной толщины происходит по закону Бугера-Ламберта-Бера (также просто закон Бугера), который выражается формулой:

$$I = I_0 \cdot (e^{-\alpha d}), \quad (23)$$

где I_0 – начальное значение интенсивности оптического излучения; α – коэффициент поглощения, см^{-1} ; d – толщина слоя, см .

Под действием лазерного излучения происходит генерация электронов и дырок согласно выражению [119]:

$$G = \eta_0 \frac{P\lambda}{hc} \alpha e^{-\alpha y}, \quad (24)$$

где P – интенсивность излучения, которая учитывает совокупные эффекты отражений, пропускания и потерь из-за поглощения на пути прохождения луча; η_0 – внутренняя квантовая эффективность, которая представляет собой количество пар носителей, генерируемых на один фотон; y – относительное расстояние для рассматриваемого луча; h – постоянная Планка; λ – длина волны; c – скорость света; α – коэффициент поглощения, определяемый уравнением:

$$\alpha = \frac{4\pi}{\lambda} k, \quad (25)$$

где k – мнимая часть оптического показателя преломления.

2.3. Определение параметров структуры однопереходного ФП

Перейдем к решению задач данной главы. Структура оптимизирована по внешней квантовой эффективности под спектр радиoluminesцентного источника $YPO_4:Eu/(^{238}Pu)$ (выходная мощность источника $P_{out} \approx 1$ нВт) [112] на основе экспериментальных измерений внешней квантовой эффективности однопереходных ФП с различной толщиной p -слоя при облучении монохроматическим излучением с длиной волны 550-750 нм, выполненных соавторами диссертанта [A1] (рис. 2, кривая 2).

Отдельно для каждой из трёх длин волн, соответствующих максимумам спектра излучения радиоизотопного источника, была найдена глубина залегания p - n перехода

(толщина p -слоя для однопереходного ФП) исходя из условия, чтобы на этой глубине интенсивность излучения падала в e раз (см. рис. 3), при этом коэффициент поглощения зависел от концентрации легирующей примеси согласно данным [120]. Из трёх значений толщин была выбрана наименьшая, поскольку ей соответствовала наибольшая эффективность преобразования. Выбранное значение практически совпало с технологически заложенной толщиной p -слоя.

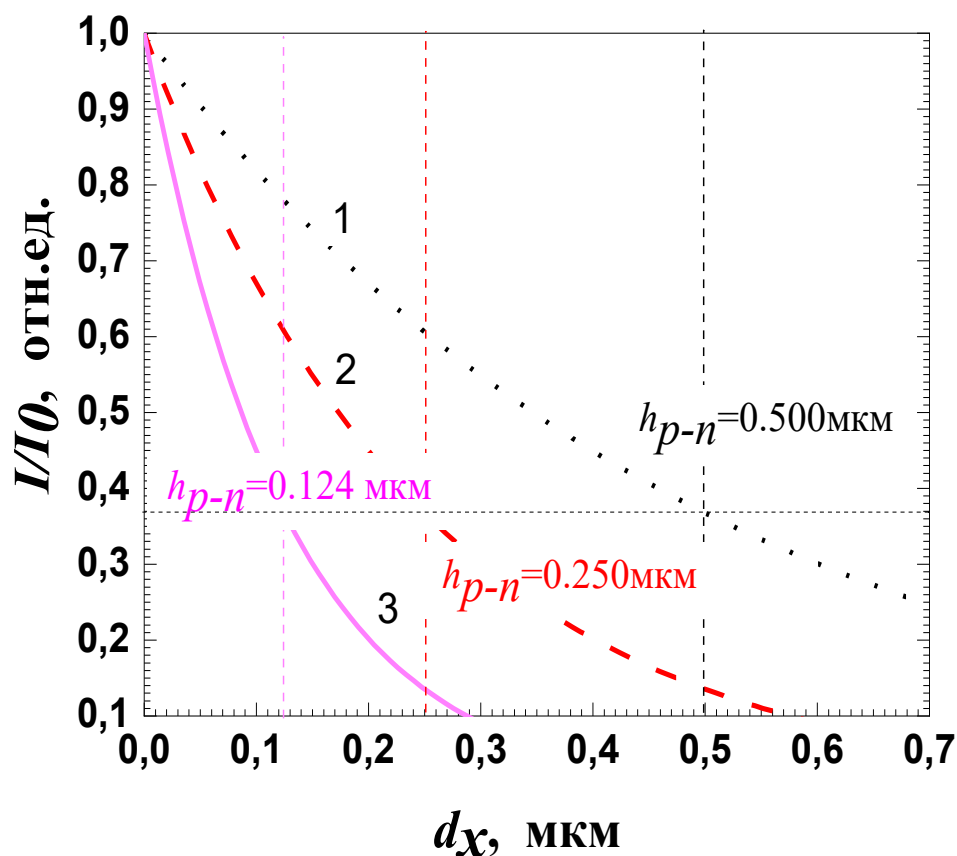


Рис. 3. Оценка глубины залегания p - n перехода, где кривые соответствуют различным длинам волн: кривая 1 – 710 нм, кривая 2 – 625 нм, кривая 3 – 600 нм. Толщины $h_{p-n} = 0,5; 0,25; 0,124$ мкм, соответствуют глубине залегания p - n перехода.

Структура моделируемого однопереходного p - n ФП в соответствии с технологически заданными параметрами представлена в таблице 1. ФП включает в себя p - n переход, широкозонное окно, буферные и барьерные слои. Такая структура также была получена экспериментально с помощью молекулярно пучковой эпитаксии (МПЭ) соавторами диссертанта [A1,A2]. Отметим отдельно, что первый слой p - $GaAs$ с концентрацией легирующей примеси $4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и толщиной $h = 0,3$ мкм в преобразовании падающего оптического излучения участия не принимает, поскольку экспериментально он стравливается, однако он участвует при измерении темновой ВАХ.

Таблица 1. Структура однопереходного ФП под спектр радиоизотопного источника оптического излучения нановаттной мощности.

Материал	$N_D, \text{см}^{-3}$	$N_A, \text{см}^{-3}$	Толщина, мкм
p^+-GaAs	-	$4 \cdot 10^{18}$	0.3
$p-Al_{0.8}Ga_{0.2}As$	-	$7 \cdot 10^{17}$	0.035
$p-GaAs$	-	$7 \cdot 10^{17}$	0.1
$n-GaAs$	$1 \cdot 10^{17}$	-	3
$n^+-Al_{0.2}Ga_{0.8}As$	$3 \cdot 10^{18}$	-	0.05
n^+-GaAs	$5 \cdot 10^{18}$	-	0.2
n^+-GaAs	$2 \cdot 10^{18}$	-	350

2.4. Сравнение результатов расчёта с экспериментом

Вольт-амперные характеристики для структуры из таблицы 1 были измерены с помощью источника-измерителя Кейтли соавторами диссертанта [A1] и рассчитаны с помощью численного моделирования. На рисунке 4 сопоставлены экспериментальные и теоретические темновые ВАХ.

Чтобы сравнить экспериментальную и рассчитанную характеристики приведём общую формулу Саа-Нойса-Шокли (26) [121] для расчёта темновой вольт-амперной характеристики.

$$J = J_{0t} \left(e^{\frac{qV_j}{A_t kT}} - 1 \right) + J_{0r} \left(e^{\frac{qV_j}{A_r kT}} - 1 \right) + J_{0d} \left(e^{\frac{qV_j}{A_d kT}} - 1 \right), \quad (26)$$

где $qV_j = (F_n - F_p)$ – разность электронного и дырочного квазиуровней Ферми на границах области пространственного заряда (ОПЗ) $p-n$ перехода; V_j – безрезистивное напряжение, которое не зависит от последовательного сопротивления структуры R_s , $V_j = V - JR_s$, где V – напряжение на всей $p-n$ структуре; A_t, A_r, A_d – диодные коэффициенты, которые отвечают за туннельно-ловушечный (“избыточный”), рекомбинационный и диффузионный участки ВАХ соответственно; J_{0t}, J_{0r}, J_{0d} – плотности токов насыщения для туннельно-ловушечного, рекомбинационного и диффузионного участков ВАХ.

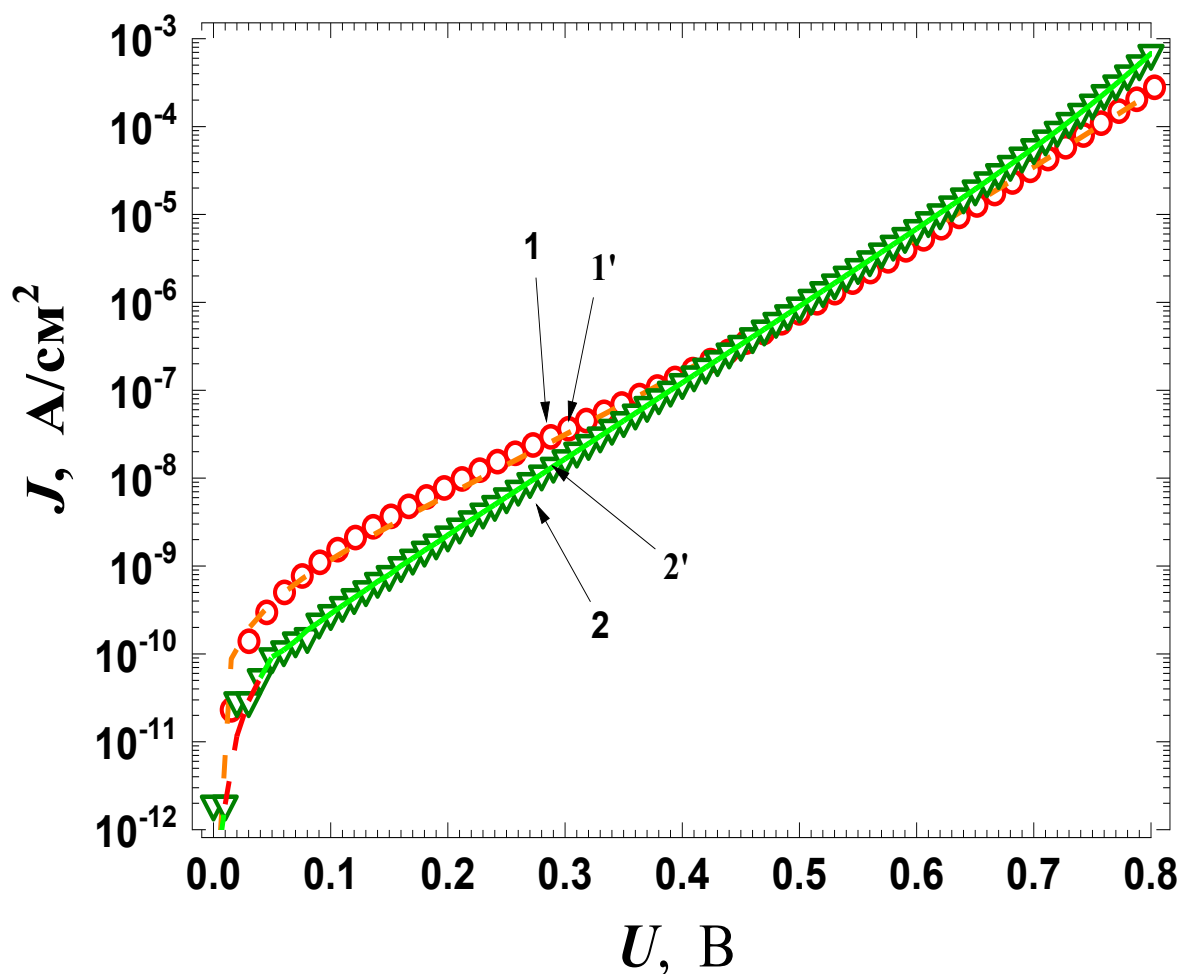


Рис. 4. Прямые темновые ВАХ $AlGaAs/GaAs$ ФП: кривая 1 – эксперимент, кривая 1' – фиттинг; рассчитанная: кривая 2 – расчёт, кривая 2' – фиттинг.

Для определения ключевых параметров структуры был проведён расчёт по выражению Саа-Нойса-Шокли для плотности темнового тока или по трёхэкспоненциальной модели. В результате удалось получить значения плотности токов насыщения и диодных коэффициентов – они систематизированы и представлены в таблице 2.

На следующем этапе исследования осуществлён фиттинг кривых (1', 2'): модельные зависимости были сопоставлены как с экспериментальными данными, так и с теоретически рассчитанной вольт-амперной характеристикой. Такой подход позволил проверить адекватность использованных моделей и оценить их способность воспроизводить реальные физические процессы в исследуемом ФП.

Таблица 2. Параметры, полученные из фиттинга экспериментальной и расчётной темновых ВАХ ФП полученных МПЭ.

Структура	A_t	$J_t, \text{A/cm}^2$	A_r	$J_r, \text{A/cm}^2$	A_d	$J_d, \text{A/cm}^2$
МПЭ (эксперимент)	>2	$3.4 \cdot 10^{-10}$	2	$2 \cdot 10^{-11}$	1	$2.4 \cdot 10^{-20}$
МПЭ (моделирование)	>2	$1.9 \cdot 10^{-11}$	2	$2.2 \cdot 10^{-11}$	1	$1.9 \cdot 10^{-20}$

Согласно данным таблицы 2, экспериментальные параметры согласуются с теоретическими. Измерение и расчёт темновых характеристик необходимы, поскольку при субнаноаттных уровнях мощности оптического излучения на нагрузочную характеристику оказывает влияние туннельно-ловушечная компонента плотности тока насыщения, информацию о которой можно получить таким способом. Результаты измерения и моделирования нагрузочной характеристики при вводимой оптической мощности ~ 1 нВт (рис. 5) демонстрируют удовлетворительное совпадение экспериментальной и теоретической кривых, причём последняя характеризуется ускоренным стремлением к нулю при росте напряжения.

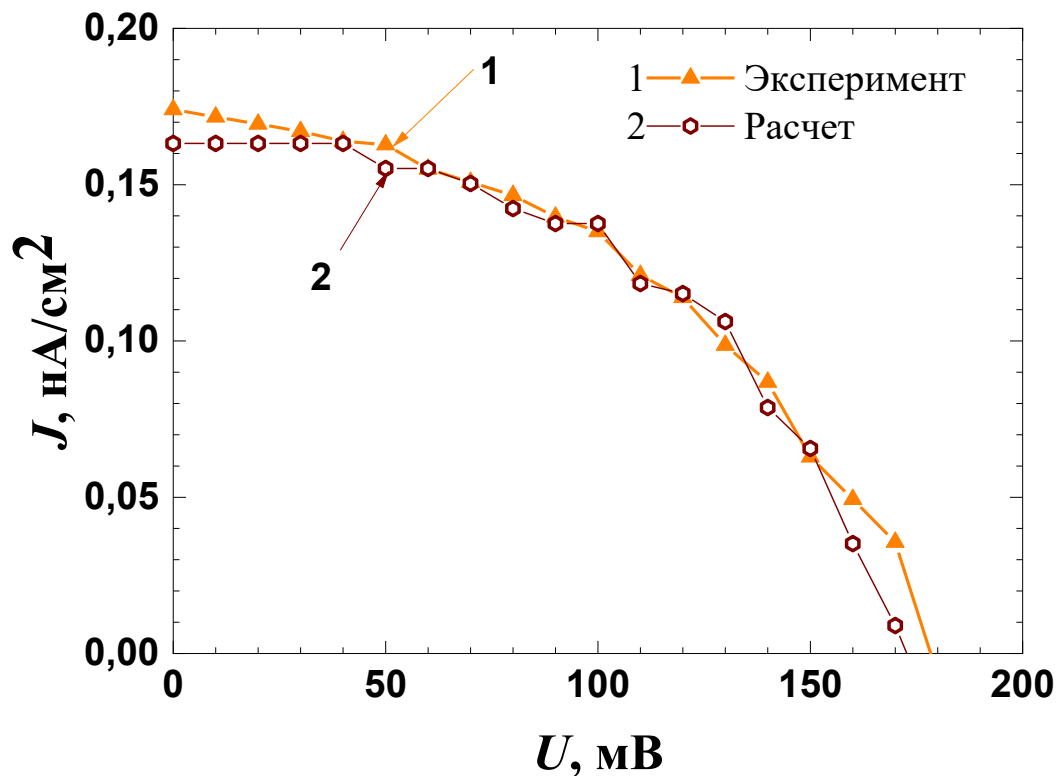


Рис. 5. Сравнение нагрузочных ВАХ ФП: кривая 1 – эксперимент; кривая 2 - расчёт.

Из графика (см. рис. 5) были получены основные фотоэлектрические параметры: ток короткого замыкания ($I_{к.з.}$), напряжение холостого хода ($U_{х.х.}$), мощность в точке оптимальной нагрузки ($P_{макс}$). Данные величины необходимы для расчёта фактора заполнения ВАХ (FF), а также определения коэффициента полезного действия (η).

Для вычисления фактора заполнения вольт-амперной характеристики использовалась следующая формула (27):

$$FF = \frac{I_{макс}U_{макс}}{I_{sc}U_{oc}} = \frac{P_{макс}}{I_{sc}U_{oc}}, \quad (27)$$

где $I_{макс}$ – ток в точке максимальной мощности; $U_{макс}$ – напряжение в точке максимальной мощности; I_{sc} – ток короткого замыкания; U_{oc} – напряжение холостого хода; $P_{макс}$ – мощность в точке оптимальной нагрузки.

Коэффициент полезного действия определялся по следующей формуле (28):

$$\eta = \frac{P_{макс}}{P_{in}}, \quad (28)$$

где $P_{макс}$ – мощность в точке оптимальной нагрузки, P_{in} – падающая входная мощность источника.

Рассчитанные значения и определенные параметры представлены в таблице 3.

Таблица 3. Параметры, полученные из экспериментальной и расчётной нагрузочных ВАХ ФП полученных МПЭ.

Структура	$I_{к.з.}$, пА	$U_{х.х.}$, В	$P_{макс}$, пВт	FF , %	КПД, %
МПЭ (эксперимент)	175	0.18	16.5	52	1.4
МПЭ (моделирование)	163	0.17	16	58	1.38

На основании разработанной численной модели ФП, базирующегося на гетероструктуре $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$, применительно к радиоизотопному источнику энергии, была выполнена количественная оценка зависимости КПД ФП от величины падающей оптической мощности излучения радиоизотопного источника. Полученные в ходе вычислительного эксперимента результаты представлены на рисунке 6, где наглядно продемонстрирована функциональная зависимость эффективности преобразования от интенсивности оптического излучения.

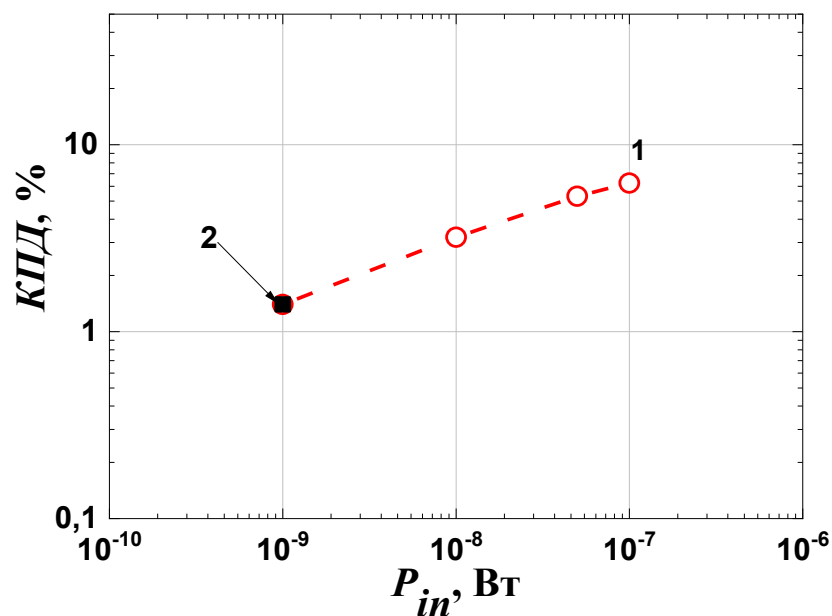


Рис. 6. Зависимость КПД от вводимой полной мощности падающего оптического излучения. Кривая 1 – расчёт, точка 2 – эксперимент.

Результаты численного моделирования $p-n Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ ФП при облучении источником оптического излучения мощностью $P_{in} = 1$ нВт – со спектральным составом, полностью соответствующим характеристикам радиоизотопного источника, позволили получить расчётное значение КПД, составившее 1,38%. Экспериментально установленный показатель эффективности для аналогичного устройства оказался равен 1,4%, что свидетельствует о высокой степени соответствия теоретических и опытных данных [A1]. Этот результат убедительно подтверждает корректность разработанной численной модели и достоверность проведённых теоретических расчётов, а также свидетельствует о её потенциале для дальнейшего применения при проектировании и оптимизации подобных фотоэлектрических структур. Для релевантного интервала интенсивностей облучения напряжение холостого хода не достигает насыщения, обусловленного шириной запрещённой зоны $GaAs$. Поэтому полученные значения КПД меньше, чем у устройств прямого преобразования бета-излучения (~3% [122]) и на порядок меньше, чем у кремниевых солнечных элементов (~23% [123]). Однако РИЭ обладают высокой радиационной стойкостью и длительным сроком службы.

В результате проведённого исследования была продемонстрирована техническая возможность применения гетероструктур $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ в качестве ФП для разработки безопасных и долговечных радиоизотопных фотоэлектрических генераторов энергии. В качестве люминесцентного источника излучения в данных устройствах используется $YPO_4:Eu/(^{238}Pu)$.

Расчёты предсказывают, что эффективность ФП увеличивается с ростом оптической интенсивности люминесцентных источников на основе $YPO_4:Eu/(^{238}Pu)$. Из-за отсутствия насыщения при повышении интенсивности излучения на два порядка КПД увеличивается примерно в 4 раза.

Таким образом, разработанная и верифицированная во второй главе диссертации модель однопереходного $p-n$ ФП создала основу для дальнейшего проектирования и создания математических моделей многопереходных структур, исследованных в последующих главах.

Итого по результатам работы второй главы опубликованы работы [A1,A2].

2.5. Выводы по второй главе

1. Получена и верифицирована численная модель простейшего фотоэлектрического преобразователя для спектра радиoluminesцентного источника оптического излучения, которая является основой для дальнейшей разработки МФП.

2. Произведена оценка глубины залегания $p-n$ перехода. Осуществленный анализ показывает, что толщина p -слоя должна достигать значения порядка 100 нм. Аналогичной величины получается и глубина залегания $p-n$ перехода.

3. Полученные значения коэффициента полезного действия для расчётной характеристики находятся в согласии с экспериментально полученными и составляют 1.38% и 1.4%, соответственно.

4. Важным фактом является возможность к увеличению эффективности таких устройств, при увеличении мощности радиoluminesцентных источников излучения.

3. Моделирование двухпереходных и трёхпереходных фотоэлектрических преобразователей в стационарном режиме работы

Для всех задач, рассмотренных в данной главе, выбор интенсивности излучения осуществляется исходя из требования: ток через монолитный МФП должен оставаться ниже пикового тока ТД. Данная зависимость обусловлена физикой процесса – только при соблюдении этого условия в туннельном переходе реализуется квантовый туннельный эффект. Благодаря ему монолитные многопереходные фотопреобразователи демонстрируют улучшенные характеристики, такие как высокая эффективность преобразования и стабильность работы в широком диапазоне мощностей облучения.

3.1. Численное моделирование двухпереходного фотопреобразователя в цилиндрической геометрии в стационарном режиме при радиальном изменении интенсивности лазерного излучения по Гауссу

В предыдущей главе при проведении расчётов исходили из простого предположения: когда лазерное излучение попадает на поверхность ФП, оно распределяется по ней равномерно – то есть в каждой точке поверхности интенсивность света одинакова. Такая модель удобна: она позволяет относительно легко строить теоретические расчёты и предсказывать, как будет работать устройство.

Но на практике всё оказывается сложнее. Лазерное излучение обычно подают на ФП через оптическое волокно – тонкую стеклянную нить, которая передаёт свет от источника к приёмнику. И вот тут возникает важный нюанс: внутри волокна свет распространяется неидеально. Из-за особенности конструкции волокна, его материала и способа ввода излучения в волокно интенсивность света получается неодинаковой в разных точках поперечного сечения пучка.

Такая пространственная неоднородность интенсивности падающего излучения по поверхности ФП может приводить к отклонениям результатов теоретических расчётов от экспериментальных данных. Например, в теории ожидается один уровень сигнала или эффективности преобразования света, а на практике получаем другой – чуть выше или ниже. И чем точнее нужны измерения, тем заметнее становится это расхождение. Поэтому возникает вопрос, а насколько сильно эта неравномерность влияет на работу ФП?

Чтобы ответить на этот вопрос, была рассмотрена простая модель двухпереходного ФП, в которой, чтобы приблизить ее к реальным условиям, были сделаны два изменения: плоская геометрия заменяется на цилиндрическую, а радиальное распределение интенсивности излучения по поверхности (то есть то, как меняется яркость света по мере

удаления от центра пучка к его краям) описывается распределением Гаусса. Это довольно распространённый случай для лазерных пучков – в центре пучок самый яркий, а к краям яркость плавно снижается по характерной «колоколообразной» кривой. Такое распределение хорошо изучено и позволяет проводить достаточно точные расчёты, оставаясь при этом относительно простым для анализа.

Структура простейшего двухпереходного $p-n$ фотопреобразователя приведена в таблице 4. В дальнейшем эту структуру будем называть базовой.

Таблица 4. Структура двухпереходного $p-n$ ФП.

Материал	$N_D, \text{см}^{-3}$	$N_A, \text{см}^{-3}$	Толщина, мкм
$p\text{-GaAs}$	-	$2 \cdot 10^{18}$	0.2
$n\text{-GaAs}$	$5 \cdot 10^{17}$	-	0.42
$n^{++}\text{-GaAs}$	$2 \cdot 10^{19}$	-	0.025
$p^{++}\text{-GaAs}$	-	$6 \cdot 10^{19}$	0.025
$p\text{-GaAs}$	-	$2 \cdot 10^{18}$	0.4
$n\text{-GaAs}$	$5 \cdot 10^{17}$	-	1.926

Толщины слоев в таблице 4 были рассчитаны исходя из условия равенства фототоков (или, что тоже самое, равенства поглощенной оптической мощности) в субэлементах. Предполагается, что указанное условие обеспечивает достаточно хорошее согласование токов в субэлементах без заметного снижения эффективности преобразования. Необходимо отметить, что это условие позволяет вычислить только оптические толщины субэлементов, определяемые как

$$L_i = \alpha_{pi} h_{pi} + \alpha_{ni} h_{ni}, \quad (29)$$

где L_i – оптическая толщина i -го ФП, α_{pi} , α_{ni} – коэффициенты поглощения в слоях p - и n -типа i -го субэлемента МФП, а h_{pi} , h_{ni} – действительные толщины слоев p - и n -типа i -го субэлемента МФП.

Расчёт оптических толщин для двухпереходного ФП опирается на закон Бугера-Ламберта-Бера (23), который описывает, как уменьшается интенсивность света при прохождении через поглощающую среду.

Проще говоря, когда лазерный луч проходит через материал, часть света поглощается, часть отражается, а часть проходит насквозь. Закон Бугера-Ламберта-Бера как раз позволяет количественно оценить, насколько ослабевает свет в зависимости от:

толщины слоя материала, свойств самого материала (его коэффициента поглощения), а также начальной интенсивности излучения.

Чтобы лучше понять, какие физические процессы стоят за формулами для оптических толщин и как именно они рассчитываются, полезно представить себе, что происходит с лазерным излучением при его прохождении через структуру двухпереходного $p-n$ ФП. Для этого обратимся к схеме, изображённой на рисунке 7.

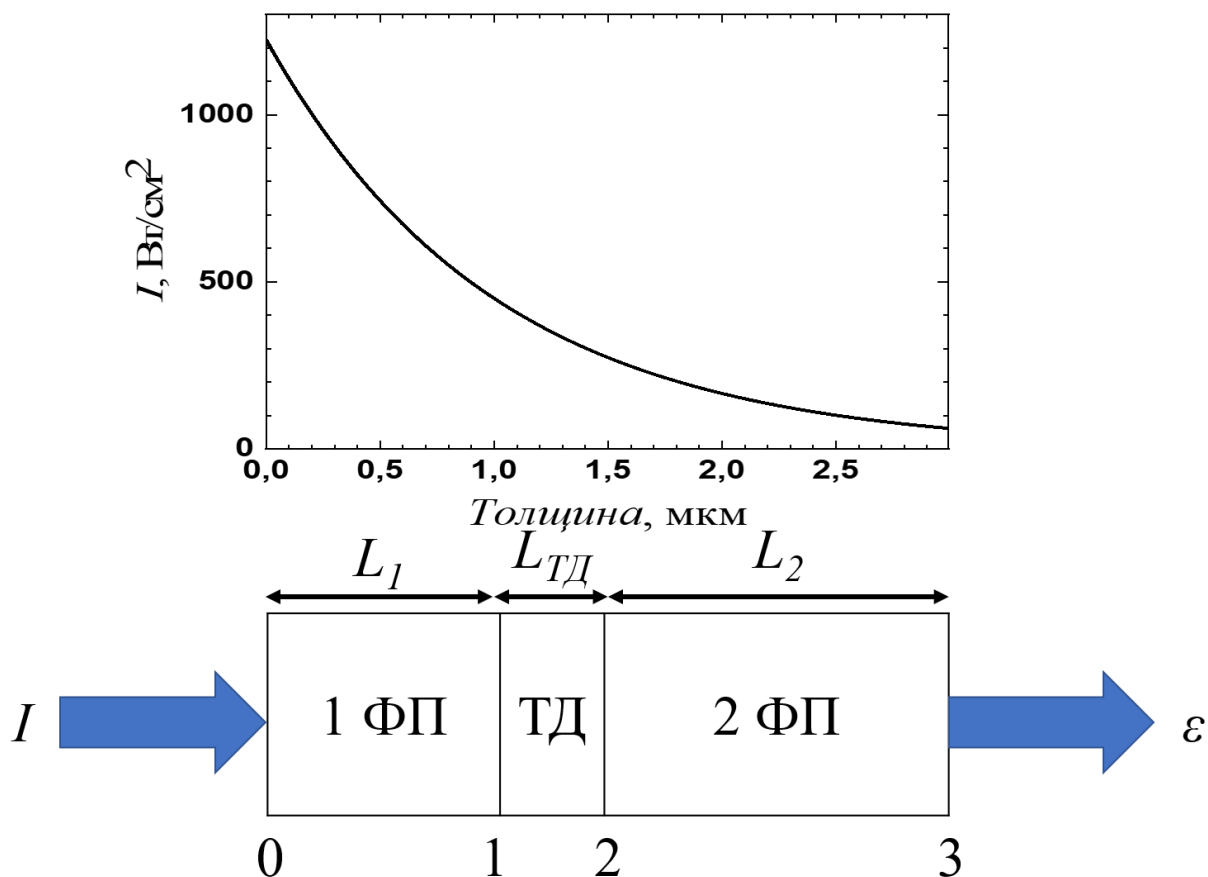


Рис. 7. Схема прохождения лазерного излучения через двухпереходный ФП.

Исходные обозначения: I – начальная оптическая интенсивность на входе в двухпереходный ФП, L_1 – оптическая толщина первого субэлемента двухпереходного $p-n$ ФП, $L_{ТД}$ – оптическая толщина ТД, L_2 – оптическая толщина второго субэлемента двухпереходного $p-n$ ФП, ε – остаточная оптическая интенсивность, то есть та часть излучения, которая прошла через весь ФП и не была поглощена, границы с номерами от 0 до 3 обозначают точки перехода между субэлементами и ТД: граница 0 – вход в первый субэлемент, граница 1 – переход от первого субэлемента к ТД, граница 2 – переход от ТД ко второму субэлементу, граница 3 – выход из второго субэлемента.

Количество поглощённой оптической интенсивности в первом субэlemente согласно (23) равно $I(1 - e^{-L_1})$. Здесь множитель $(1 - e^{-L_1})$ показывает, какая доля начальной

интенсивности была поглощена в первом субэлементе ФП. Количество поглощённой оптической интенсивности в ТД будет равно $Ie^{-L_1}(1-e^{-L_{ТД}})$, где Ie^{-L_1} – интенсивность излучения на выходе из первого субэлемента, а множитель $(1-e^{-L_{ТД}})$ показывает долю излучения, поглощённую в ТД. Соответственно, количество поглощённой оптической интенсивности во втором субэлементе будет равно $Ie^{-L_1-L_{ТД}}(1-e^{-L_2})$, где $Ie^{-L_1-L_{ТД}}$ – интенсивность излучения на выходе из ТД, а $(1-e^{-L_2})$ отражает долю излучения, поглощённую во втором субэлементе ФП. И, наконец, после прохождения второго ФП остаётся некоторая остаточная часть излучения, которая не была поглощена ни в одном из элементов и ТД и которая равна $\varepsilon = Ie^{-L_1-L_{ТД}-L_2}$. Так как толщина и легирование ТД задаются, то для определения двух оптических толщин L_1 и L_2 мы имеем два уравнения

$$I(1 - e^{-L_1}) = Ie^{-L_1-L_{ТД}}(1 - e^{-L_2}); \quad (30)$$

$$e^{-L_1-L_{ТД}-L_2} = k, \quad (31)$$

откуда получаем

$$L_1 = \ln\left(\frac{1 + e^{-L_{ТД}}}{1 + k}\right) \quad (32)$$

$$L_2 = \ln\left(\frac{1 + k}{k(1 + e^{L_{ТД}})}\right). \quad (33)$$

Аналогично для трёхпереходного ФП получаем систему из трёх уравнений для определения оптических толщин трёх субэлементов:

$$I(1 - e^{-L_1}) = Ie^{-L_1-L_{ТД1}}(1 - e^{-L_2}) = Ie^{-L_1-L_{ТД1}-L_2-L_{ТД2}}(1 - e^{-L_3}), \quad (34)$$

$$e^{-L_1-L_{ТД1}-L_2-L_{ТД2}-L_3} = k, \quad (35)$$

решив которые придём к выражениям аналогичным уравнениям (32) и (33), по которым производится оценка оптических толщин субэлементов в структуре монолитного трёхпереходного *p-i-n* ФП.

Как уже указывалось выше, интенсивность оптического излучения на поверхности ФП распределяется в радиальном направлении согласно гауссовскому распределению:

$$I = I_0 \cdot \left(e^{\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right)} \right), \quad (36)$$

где I_0 – начальная интенсивность падающего излучения в центре ФП, σ – среднеквадратическое отклонение, а r – радиус устройства.

В расчётной модели диффузионно-дрейфовое описание фотоактивных *p-n GaAs* переходов (субэлементов) ФП дополнено моделью нелокального межзонного квантового туннелирования (НМКТ) во встречно-включённом ТД в рамках нелокальной модели [124-129].

В рамках теоретической модели НМКТ учитывается пространственное изменение энергетических зон при формировании туннельного тока в определённом энергетическом интервале.

Туннельный ток задаётся следующей формулой [126]:

$$J(E)\Delta E = \frac{qkT}{2\pi^2\hbar^3} \sqrt{m_e m_h} t(E) \log \left(\frac{\left(1 + e^{\frac{E_{Fr}-E}{kT}}\right) \left(1 + e^{\frac{E_{Fl}-E-E_{max}}{kT}}\right)}{\left(1 + e^{\frac{E_{Fl}-E}{kT}}\right) \left(1 + e^{\frac{E_{Fr}-E-E_{max}}{kT}}\right)} \right) \Delta E, \quad (37)$$

где q – заряд электрона; k – постоянная Больцмана; T – температура; \hbar – приведённая постоянная Планка; m_e, m_h – эффективные массы для электронов и дырок соответственно; $t(E)$ – вероятность квантового туннелирования; E_{Fr}, E_{Fl} – уровни Ферми с правой и с левой стороны от туннельного перехода соответственно.

В приближении Вентцеля-Крамерса-Брюллиена [130] вероятность квантового туннелирования описывается выражением:

$$t(E) = e^{\left(-2 \int_{x_{beg}}^{x_{end}} k(x) dx\right)}, \quad (38)$$

где x_{end} и x_{beg} – конечная и начальная точки, которые соответствуют пути туннелирования электрона или дырки через потенциальный барьер, что соответствует сетке пространственной дискретизации; $k(x)$ – волновой вектор, определяющийся с помощью выражений:

$$k(x) = \frac{k_e k_h}{\sqrt{k_e^2 + k_h^2}}, \quad (39)$$

где

$$k_e(x) = \frac{1}{i\hbar} \sqrt{2m_0 m_e(x) (E - E_c(x))}, \quad (40)$$

а

$$k_h(x) = \frac{1}{i\hbar} \sqrt{2m_0 m_h(x) (E_v(x) - E)}. \quad (41)$$

В выражении (39), введены следующие параметры: k_e – волновой вектор электрона; k_h – волновой вектор дырки; m_0 – масса покоя свободного электрона; E – энергия носителя заряда; $E_c(x)$ – энергетический уровень, соответствующий дну зоны проводимости; $E_v(x)$ – энергетический уровень, соответствующий потолку валентной зоны. В соответствии с системой уравнений (39)-(41), описывающих зависимость волнового вектора от энергетических параметров, при определении вероятности $t(E)$ квантовое туннелирование носителей заряда в области, прилегающей к зоне проводимости – преимущественно рассматривается как электронное, в области, близкой к валентной зоне – преимущественно

как дырочное, в промежуточной зоне между энергетическими уровнями – как электронно- дырочное [124].

Для наглядности по выражению (36) были рассчитаны профили распределения интенсивности излучения для двух значений σ , которые на показаны рисунке 8.

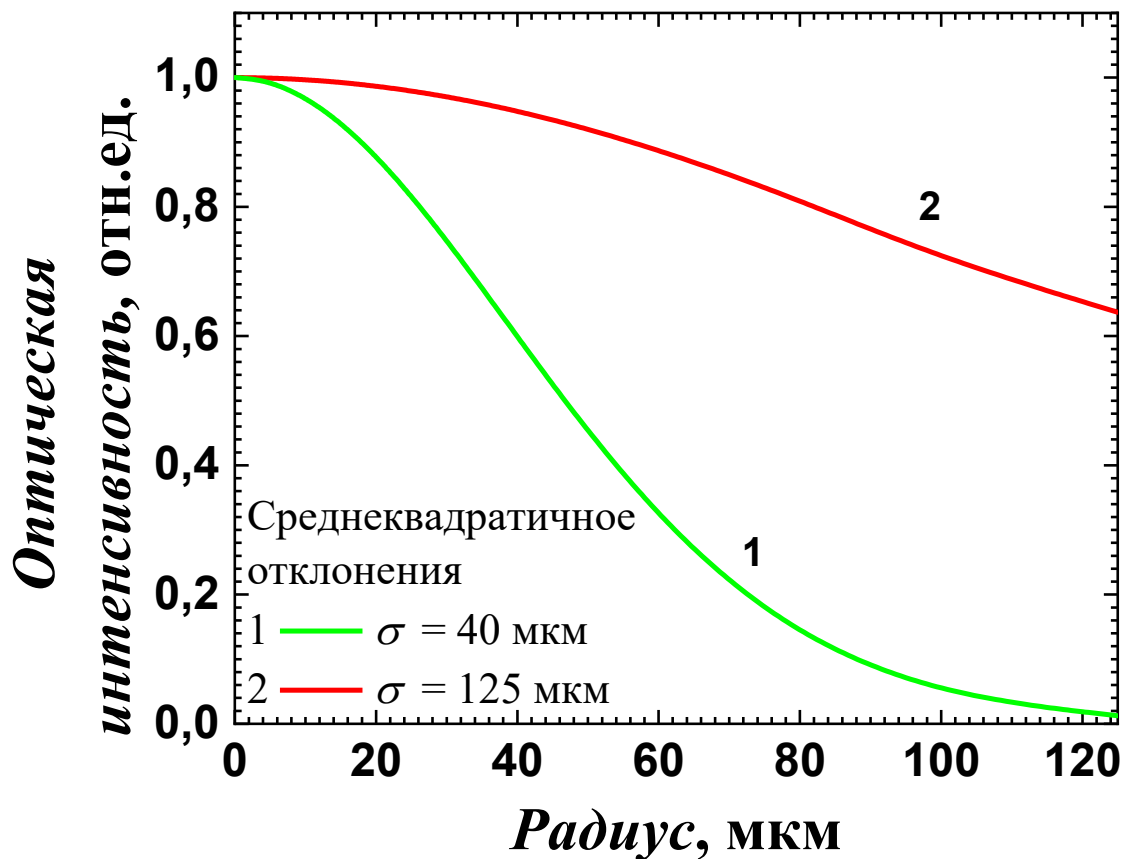


Рис. 8. Профили распределения интенсивности падающего лазерного излучения по радиусу в относительных единицах при двух значениях параметра σ : кривая 1 – $\sigma = 40$ мкм; кривая 2 – $\sigma = 125$ мкм.

Следует подчеркнуть, что полная вводимая оптическая мощность для для первой и второй кривой рисунка 8 одинаковая.

На рисунке 9 показаны рассчитанные нагрузочные ВАХ для двух уровней полной оптической мощности. Значения среднеквадратичного отклонения для длины волны излучения 830 нм.

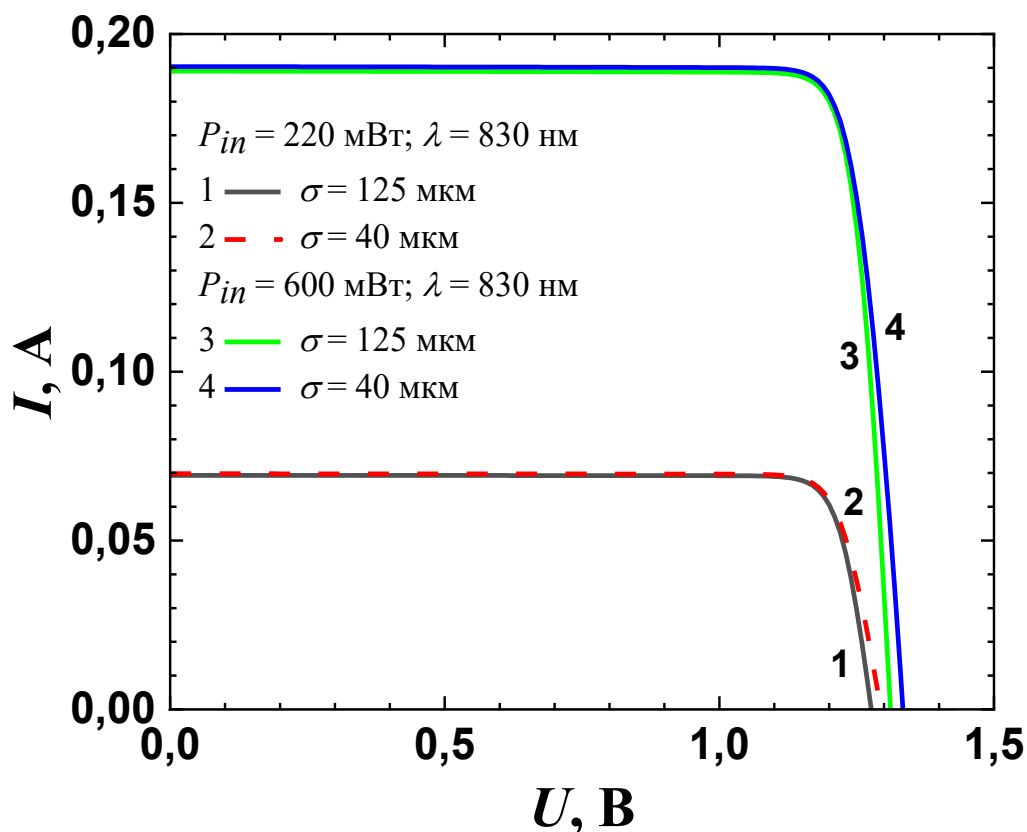


Рис. 9. Нагрузочные ВАХ при разных уровнях вводимой полной мощности и различных значениях параметра σ : $P_{in} = 220$ мВт, кривая 1 – $\sigma = 125$ мкм, кривая 2 – $\sigma = 40$ мкм; $P_{in} = 600$ мВт, кривая 3 – $\sigma = 125$ мкм, кривая 4 – $\sigma = 40$ мкм.

Можно видеть, что при фиксированной вводимой полной оптической мощности, падающей на ФП, нагрузочные ВАХ практически не зависят от σ . Это подтверждается сравнением фотоэлектрических характеристик преобразователя при различных значениях среднеквадратичного отклонения, результаты которого приведены в таблицах 5 и 6.

Таблица 5. Фотоэлектрические параметры для кривых 1 и 2 рисунка 9.

P_{in} , мВт	220	
σ , мкм	40	125
I_{sc} , А	0.070	0.069
U_{oc} , В	1.29	1.28
P_{max} , Вт	0.079	0.078
FF , %	87.1	88.1
η , %	35.7	35.4

Таблица 6. Фотоэлектрические параметры для кривых 3 и 4 рисунка 9.

P_{in} , мВт	600	
σ , мкм	40	125
I_{sc} , А	0.190	0.189
U_{oc} , В	1.33	1.31
P_{max} , Вт	0.220	0.218
FF , %	86.5	87.9
η , %	36.6	36.3

Отметим, что эффективность при заданном уровне вводимой полной оптической мощности и двух различных значениях среднеквадратического отклонения отличается всего на 0.3 %. При этом, как показано на рисунке 10, радиальное распределение плотности тока проводимости очень чувствительно к величине σ .

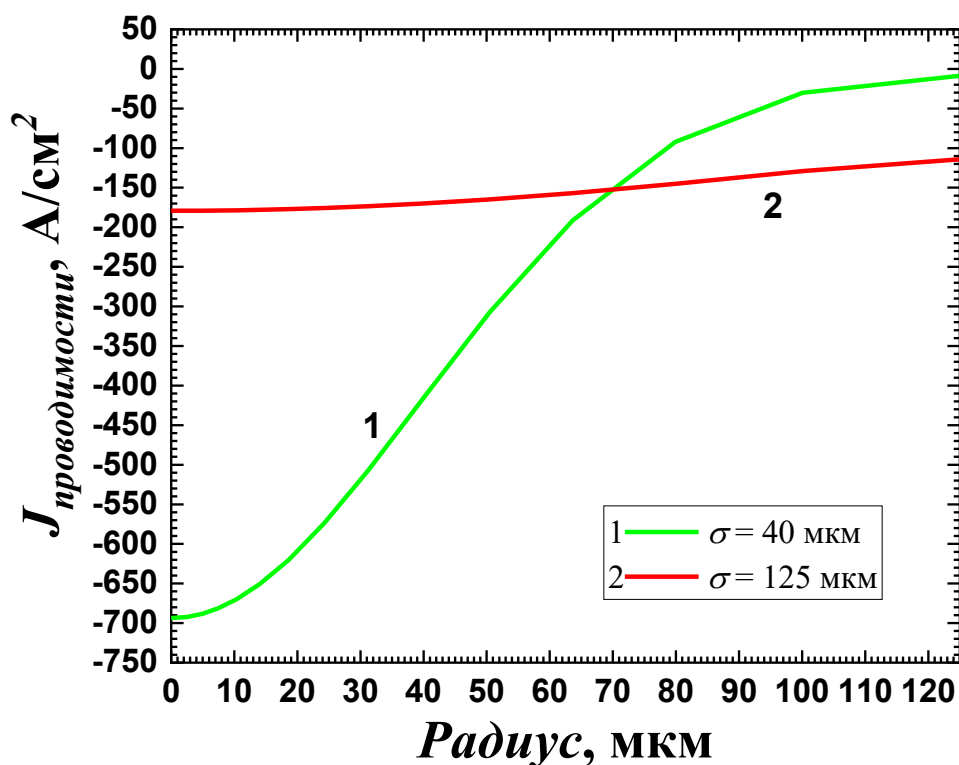


Рис. 10. Распределение плотности тока проводимости по радиусу при нулевом напряжении для двух значений параметра σ : кривая 1 – $\sigma = 40$ мкм; кривая 2 – $\sigma = 125$ мкм.

Полученные результаты позволяют сделать следующий вывод: несмотря на наблюдаемые локальные различия плотности тока в структуре двухпереходного $p-n$ фотопреобразователя, его интегральные рабочие характеристики не претерпевают существенных изменений.

Таким образом, в стационарном режиме при вводимых полных оптических мощностях излучения до 1 Вт и длине волны $\lambda = 830$ нм влияние данного типа неоднородности лазерного излучения оказывается несущественным.

3.2. Неединственность преобразования оптического излучения в электрический ток многопереходными фотоэлектрическими преобразователями в фотовольтаическом режиме при воздействии постоянного лазерного излучения

3.2.1. Исследование на основе численного моделирования двухпереходного фотопреобразователя лазерного излучения

Исходная расчётная модель представляет собой простейшую базовую структуру монолитного двухпереходного $p-n$ ФП, включающую два фотоактивных $p-n$ перехода (субэлемента), соединённых через встречно-включённый ТД (см. таблицу 4). Выбранная длина волны $\lambda = 830$ нм отвечает диапазону длин волн для коротких оптоволоконных линий связи 790-850 нм. Интенсивность излучения, падающего на фронтальную p -область, принята равной $I = 30$ Вт/см², коэффициент поглощения $\alpha = 10^4$ см⁻¹. Контакты считались омическими. Обоснование выбора геометрических параметров структуры приведено в предшествующем разделе главы. Однако даже при выполнении этого критерия фототоки в субэлементах не полностью согласованы, поскольку различия в толщинах субэлементов вызывают различия в рекомбинационных потерях. Проведённый ранее анализ влияния пространственной неоднородности излучения показал, что её вклад в интегральные характеристики незначителен. Это позволило в последующих расчётах перейти к модели с прямоугольной геометрией и пространственно однородным лазерным импульсам, которая обеспечивает достаточную точность при снижении вычислительной сложности задачи.

Описанная выше модель НМКТ позволяет учесть бистабильность ТД, проявляющуюся в N -образной ВАХ. Для сравнения была рассмотрена также упрощённая модель, в которой ТД заменён на омическое сопротивление, аналогично тому, как это делалось ранее в работах [10,11,18-20].

На рисунке 11 показаны рассчитанные нагрузочные характеристики двухпереходного $p-n$ ФП. Вследствие N -образности ВАХ ТД при одних и тех же внешних условиях полная модель имеет два решения, отвечающих разным внутренним состояниями ФП.

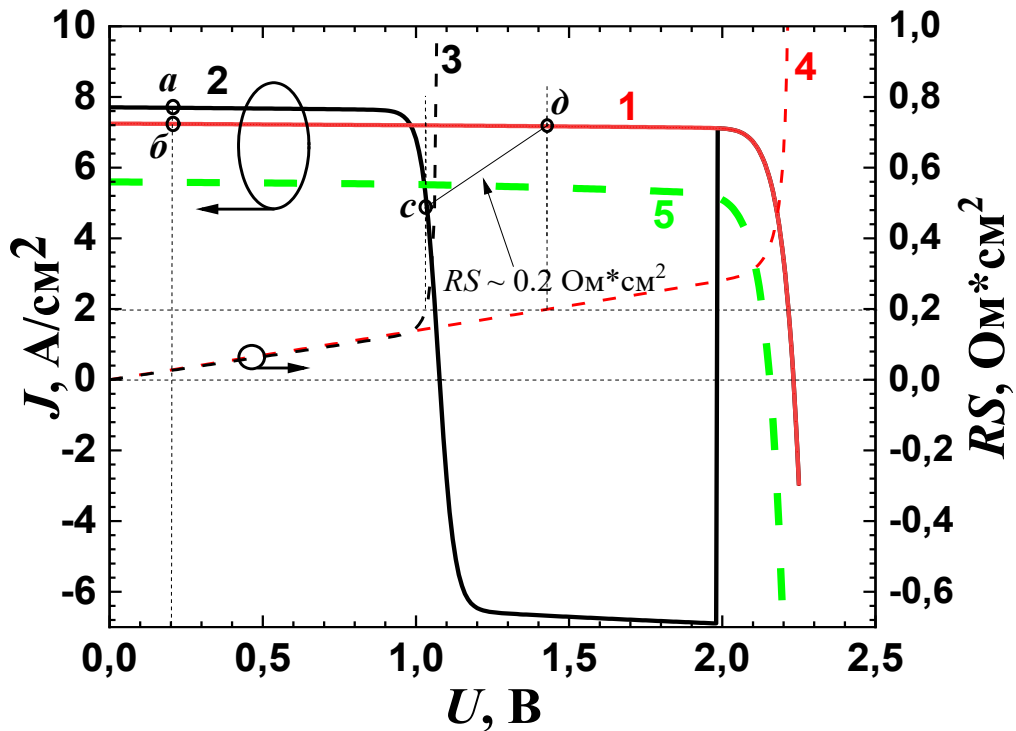
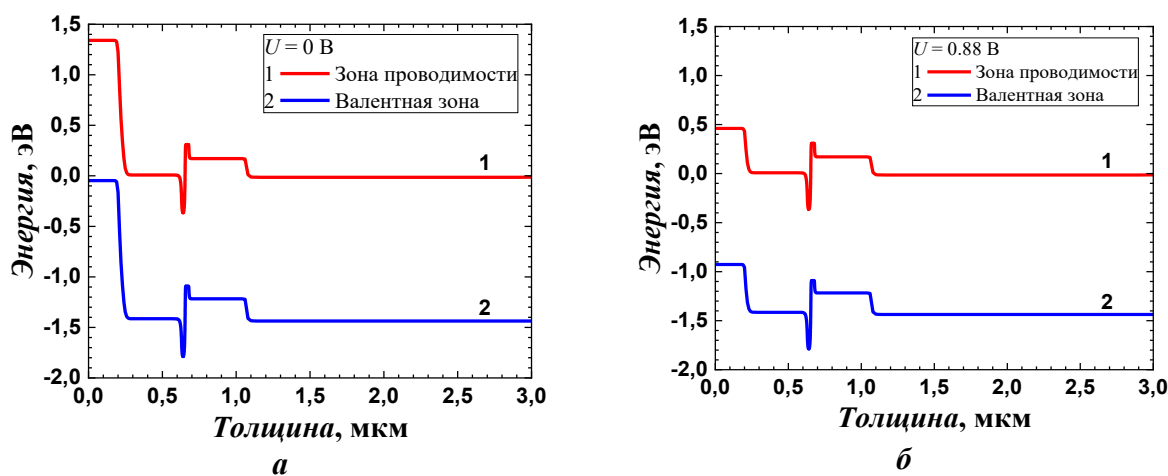


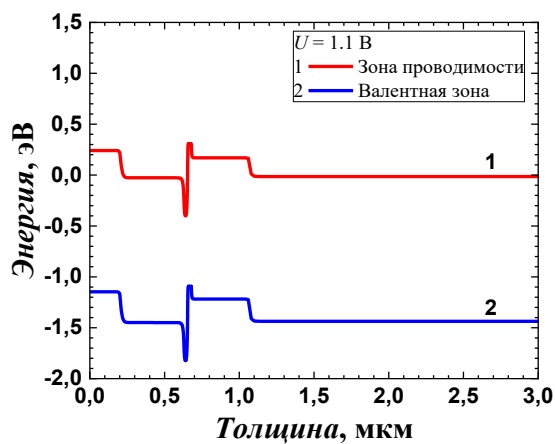
Рис. 11. Нагрузочные кривые для полной модели (кривые 1, 2) и упрощённой модели (кривая 5), а также связь между нормированным на площадь поперечного сечения ФП сопротивлением нагрузки RS и приложенным напряжением в случае полной модели (кривые 3 и 4).

Первое решение (кривая 1) отвечает внутреннему состоянию ФП, в котором ТД находится в туннельном режиме (с малым смещением). Второе решение (кривая 2) отвечает внутреннему состоянию ФП, в котором ТД находится в диффузионном режиме транспорта носителей через барьер ТД при прямом смещении, большем, чем напряжение долины ВАХ ТД. В первом случае генерация тока происходит в обоих субэлементах, а напряжение холостого хода U_{oc} на ФП практически удваивается по сравнению с однопереходным ФП, достигая 2.23 В. При этом была получена плотность тока короткого замыкания $J_{sc} = 7.26 \text{ A/cm}^2$, а эффективность преобразования составила $\sim 48\%$. ТД при этом смещен незначительно на величину около 0.1 В. Во втором же случае генерация тока происходит только в первом субэlemente ФП, в то время как на втором субэlemente падает напряжение, близкое к U_{oc} этого субэlementa, компенсируя большое (около 1 В), смещение ТД. Как следствие, напряжение холостого хода двухпереходного ФП оказывается равным $U_{oc} = 1.08 \text{ В}$, что близко к значению напряжения холостого хода однопереходного ФП при той же мощности лазерного излучения. При этом (кривая 2) характеризуется несколько большей плотностью тока короткого замыкания $J_{sc} = 7.71 \text{ A/cm}^2$, а эффективность преобразования равна $\sim 24\%$. В результате второе решение соответствует режиму, когда

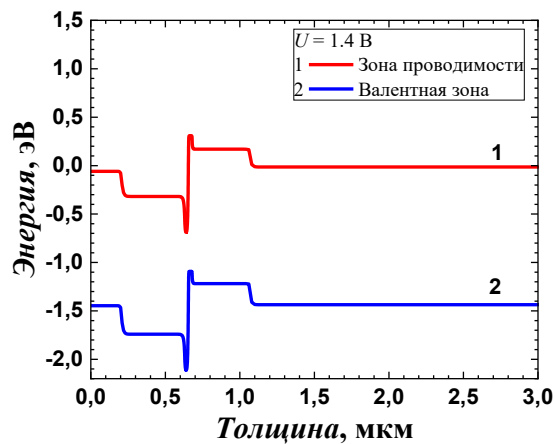
двухпереходный ФП функционирует как однопереходный. Таким образом, можно заключить, что двухпереходный МФП обладает бистабильностью, а преобразование света в электрический ток оказывается неоднозначным. Бистабильность ФП имеет место только в том интервале токов, в котором обладает бистабильностью соединительный туннельный диод. Если ток через ФП превышает пиковый туннельный ток ТД, то зависимость тока в ТД от напряжения однозначна (реализуется диффузионный механизм транспорта носителей заряда), и зависимость тока через ФП от интенсивности излучения также однозначна.

Второе решение может быть формально продолжено в область напряжений, больших напряжения холостого хода 1.08 В, если считать напряжение на ФП заданным. Ток через ФП в этом случае меняет знак, что физически означает переход от фотовольтаического режима к диодному. Диодный режим обнаруживает следующую особенность. При увеличении напряжения сначала ток растет, достигая величины 6.4 А/см² (рис. 11), а при дальнейшем увеличении напряжения на ФП остаётся практически постоянным. Увеличение напряжения на ФП при этом происходит за счёт уменьшения напряжения, падающего на ТД, в то время как напряжение на субэлементах практически не меняется. Положительное смещение на ТД, при этом, уменьшается и потенциальный барьер на ТД увеличивается. Когда напряжение на ФП приближается к значению 2 В, потенциальный барьер ТД практически восстанавливается, зона проводимости и валентная зона перекрываются и становится возможным туннелирование носителей. В результате второе решение скачком превращается в первое, а ФП переходит из диодного режима снова в фотовольтаический. Подтвердим данные рассуждения зонными диаграммами при различных прикладываемых напряжениях к двухпереходному *p-n* ФП (рис. 12).

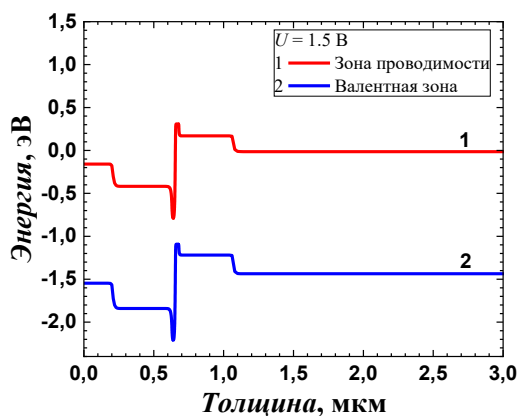




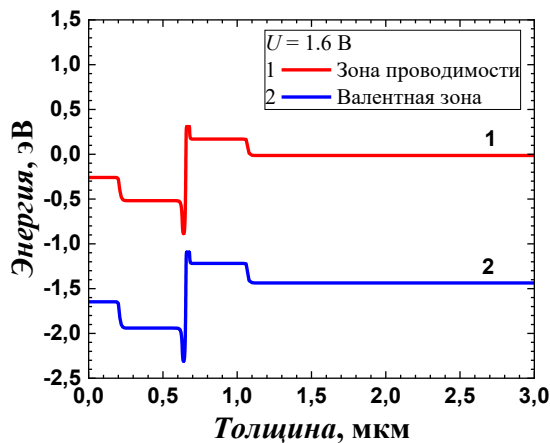
в



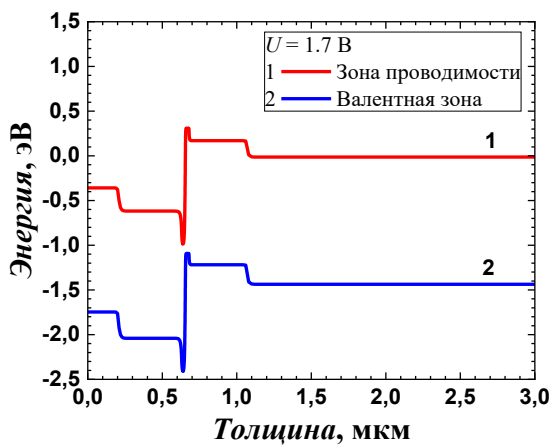
г



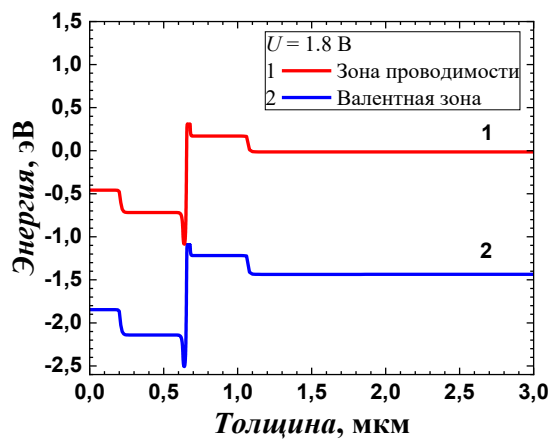
д



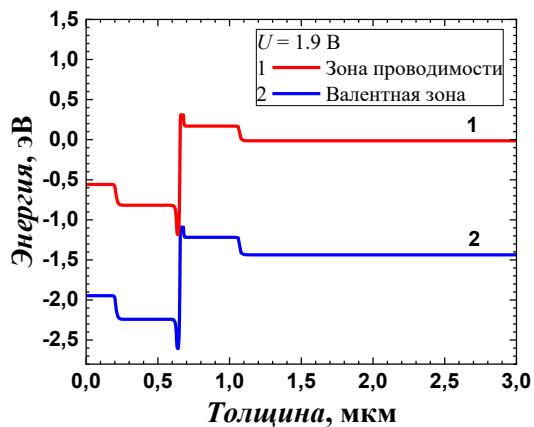
е



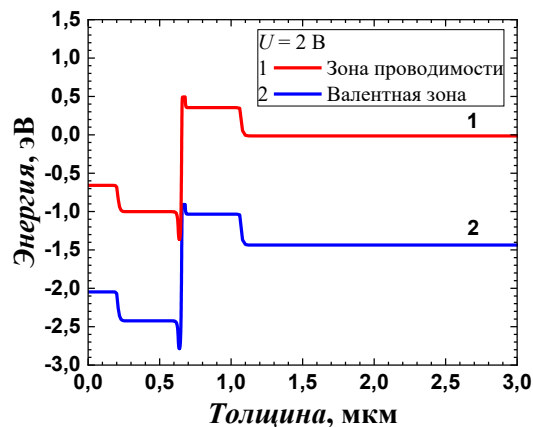
ж



з



и



к

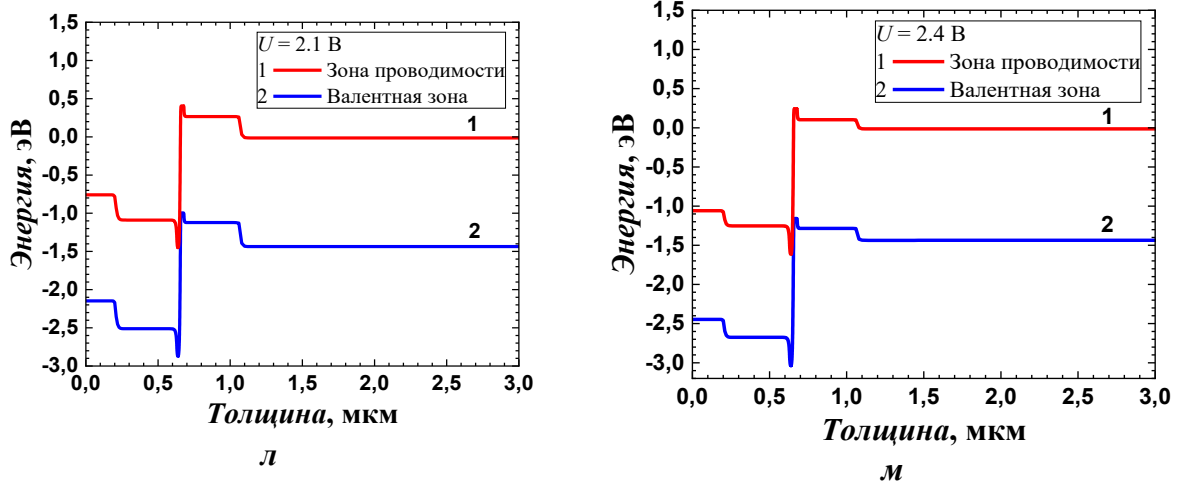


Рис. 12. Зонные диаграммы при различных внешних напряжениях для диффузионного решения: *a* – 0 В; *б* – 0.88 В; *в* – 1.1 В; *г* – 1.4 В; *д* – 1.5 В; *е* – 1.6 В; *ж* – 1.7 В; *з* – 1.8 В; *и* – 1.9 В. Для туннельного решения: *к* – 2 В; *л* – 2.1 В; *м* – 2.4 В. Кривая 1 – зона проводимости, кривая 2 – валентная зона.

При заданном значении напряжения на ФП бистабильность двухпереходного ФП проявляется только в диапазоне напряжений от 0 до U_{oc} во втором решении, то есть до 1.08 В (например, точки *a* и *б* на нагрузочных кривых при $U = 0.2$ В). В реальном фотовольтаическом режиме, когда параметром является сопротивление нагрузки R , бистабильность существует при всех значениях R . Действительно, используя кривые 3 и 4 на рисунке 11, которые показывают связь напряжения и сопротивления нагрузки для обоих решений, можно, например, заключить, что нормированному на площадь S поперечного сечения ФП сопротивлению нагрузки $RS = 0.2$ Ом·см² соответствует два различных внутренних состояния (точки *c* и *д* на нагрузочных кривых) с напряжениями 1.03 и 1.41 В.

Кривая 5 на рисунке 11 показывает результат расчёта с помощью упрощенной модели. Эта кривая качественно сходна с кривой 1, однако замена ТД электрической связью снижает ток короткого замыкания на ≈ 30 %.

Анализ зонных диаграмм, представленных на рисунке 13 и рассчитанных для полной и упрощенной моделей при нулевом внешнем напряжении, демонстрирует следующие закономерности.

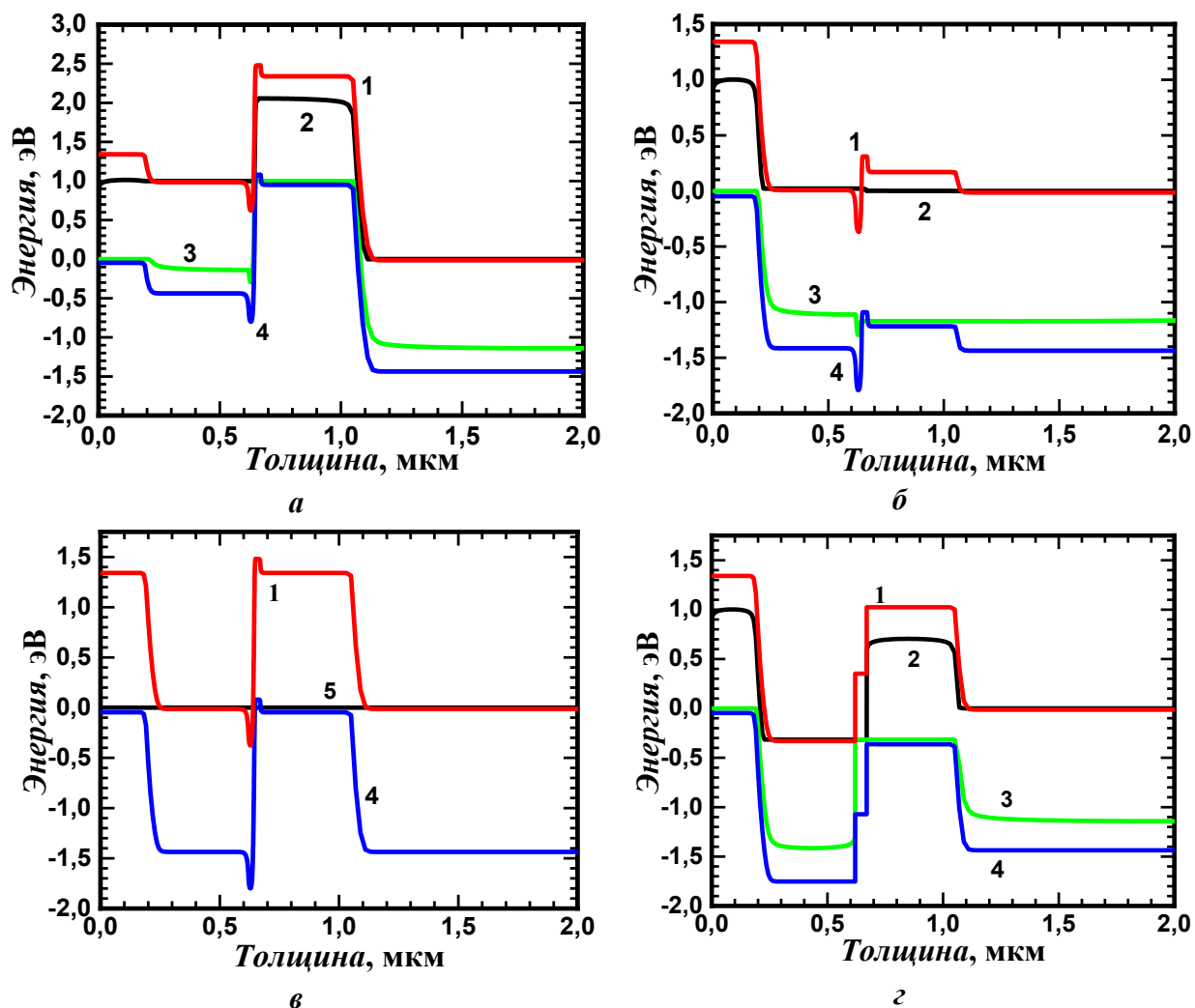


Рис. 13. Зонные диаграммы при нулевом внешнем напряжении для полной модели двухпереходного ФП (рис. а, б, в) и упрощенной модели (рис. з). а – первое решение, б - второе решение и в – решение без излучения. Кривая 1 – дно зоны проводимости, кривые 2, 3 – квазиуровни Ферми для электронов и дырок, кривая 4 – потолок валентной зоны, кривая 5 – уровень Ферми.

Облучение фотопреобразователя приводит к перераспределению потенциала по его толщине, что вызывает смещение каждого $p-n$ перехода либо в прямом, либо в обратном направлении. При этом характер смещений различается в зависимости от рассматриваемого решения.

Для первого решения полной модели с излучением и без него (рис. 13а, в) наблюдается следующее распределение смещений: на туннельном диоде формируется небольшое положительное смещение, соответствующее туннельной ветви вольт-амперной характеристики, в то время как $p-n$ переходы первого и второго субэлемента смещаются в положительном и отрицательном направлениях соответственно. Данное явление обусловлено ранее упомянутым рассогласованием токов в субэлементах.

Во втором решении (рис. 13б, в) отмечается иная картина: первый субэлемент практически не испытывает смещения, тогда как на туннельном диоде и втором субэlemente формируется положительное напряжение величиной 1.15 В, которые взаимно компенсируют друг друга. Это объясняет, почему во втором диффузионном решении напряжение холостого хода двухпереходного ФП не выше, чем у однопереходного.

В упрощенной модели (рис. 13г) наблюдается противоположная картина: p - n переход первого субэlementa смещается в отрицательном направлении, а второго – в положительном. Данный факт свидетельствует о различном характере рассогласования токов между субэlementами в обеих моделях, несмотря на реализацию аналогичного режима протекания тока через барьер туннельного диода.

Распределения электронного и дырочного тока по толщине структуры для туннельного и диффузионного решения представлены на рисунке 14.

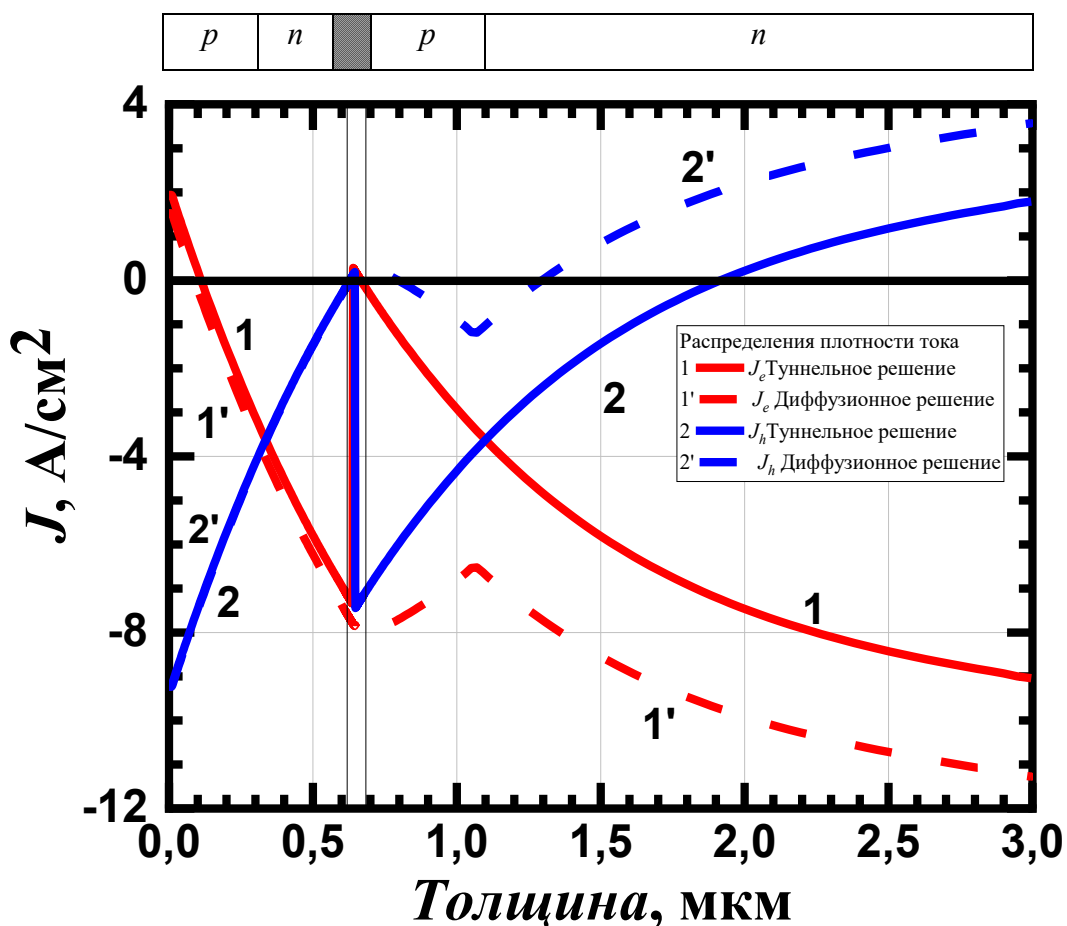


Рис. 14. Распределение плотности токов носителей заряда по толщине структуры двухпереходного ФП: электроны (кривые 1, 1'), дырки (кривые 2, 2'). Режимы протекания тока через ТД – туннельный (сплошные кривые) и диффузионный (пунктирные кривые). На схеме (приблизительный масштаб) сверху заштрихованная область показывает n^{++} - p^{++} туннельный диод.

Данные рисунка 14 свидетельствуют о том, что в туннельном режиме протекания тока происходит полная рекомбинация электронов и дырок в ТД, так что электронный и дырочный токи уменьшаются практически до нуля. В диффузионном режиме этого не происходит. Более того, большое падение напряжения на втором субэлементе, приводит к столь сильному ослаблению внутреннего электрического поля, что оно в n -слое становится почти всюду положительным, вынуждая дырочный ток в n -слое течь в положительном направлении. Это подтверждается распределением электрического поля по толщине n -слоя второго субэлемента, положительная область для которого от туннельного к диффузионному решению расширяется, что видно из рисунка 15а, также координата смены знака электрического поля соответствует максимальному значению концентрации дырок в данном слое (см. рис. 15б). При этом электронный ток определяется электронами, пришедшими из первого субэлемента, а полный ток при этом остаётся близким к току однопереходного ФП при половинной мощности падающего излучения.

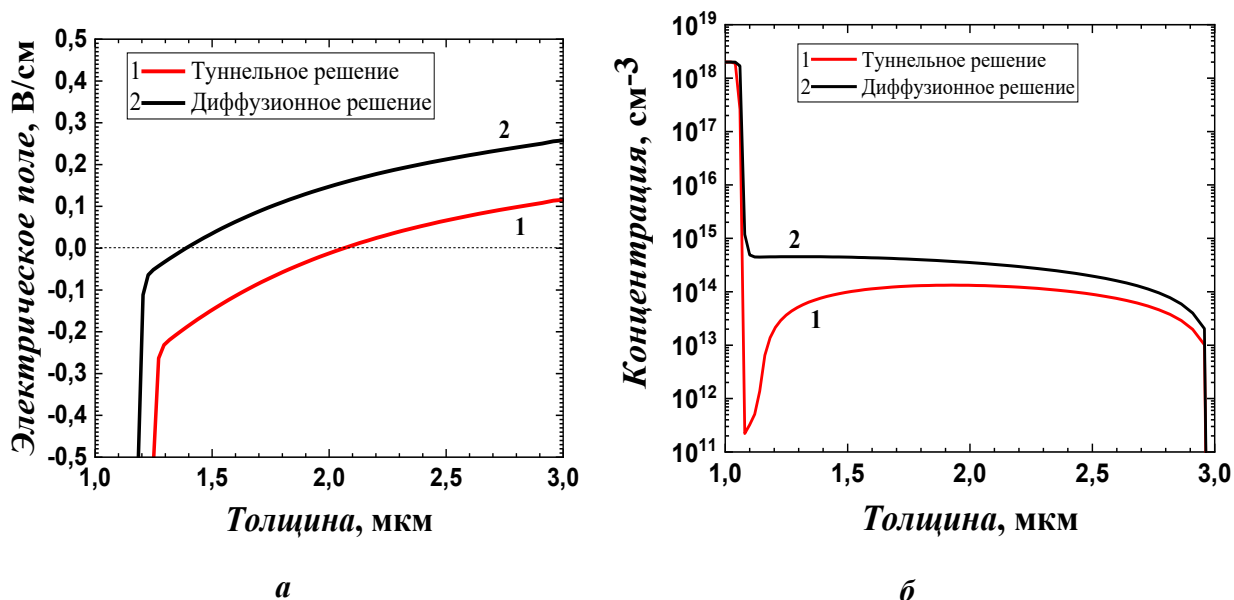


Рис. 15. Распределение по толщине n -слоя второго субэлемента двухпереходного ФП: а – электрического поля; б – концентрации дырок. Кривая 1 – «туннельное» решение, кривая 2 – «диффузионное» решение.

Сделанные выводы могут быть экстраполированы на монолитные МФП с большим количеством p - n переходов.

По результатам работы данной части главы опубликована статья [А3].

3.2.2. Математическое моделирование двухпереходного фотопреобразователя с добавлением широкозонного окна, тыльного потенциального барьера, а также ловушками в области ТД

На практике структура двухпереходного ФП включает тыльный потенциальный барьер и широкозонное окно, а влияние ловушек в области ТД существенно. В предыдущей части данной главы, посвящённой проблеме неединственности преобразования лазерного излучения в электрический ток в монокристаллических МФП было выявлено то, что кроме известной нагрузочной характеристики, связанной с туннелированием носителей заряда через барьер ТД, существует дополнительная нагрузочная характеристика, обусловленная инжекцией носителей заряда через барьер ТД вследствие его значительного снижения.

Целью данного раздела являлось исследование указанного явления в двухпереходном ФП, в структуру которого было добавлено широкозонное окно, тыльный потенциальный барьер, а также введены ловушки в области ТД.

О туннелировании через ловушечные уровни. В процессе эпитаксиального роста структур туннельного n - p перехода и монокристаллического МФП возможно формирование глубоких энергетических уровней внутри запрещённой зоны. Данные примесные уровни, ассоциируются с дефектами и ловушками, оказывают существенное влияние на процессы генерации и рекомбинации носителей заряда. Механизмы туннелирования через ловушки подразделяются на два основных типа: локальное туннелирование – доминирует в условиях сильных электрических полей вырожденного n - p перехода и существенно влияет на пиковую плотность туннельного тока; нелокальное туннелирование – преобладает при уменьшении напряжённости электрического поля, преимущественно определяя характеристики «долины» ВАХ туннельного n - p перехода.

Для корректного моделирования туннельных диодов необходимо применение нелокальной модели туннелирования через ловушки. При туннелировании через ловушки процессы эмиссии электронов и дырок с уровней ловушек сопровождаются фонным взаимодействием, которое учитывается путём введения дополнительных коэффициентов Γ_n^{DIRAC} и Γ_p^{DIRAC} в выражение для скорости рекомбинации R в рамках модели Шокли-Рида-Холла, корректируя времена жизни носителей [124].

$$R_D = \frac{pn - n_{ie}^2}{\frac{\tau_p}{1 + \Gamma_p^{DIRAC}} \left(n + \frac{1}{g_D} n_{ie} e^{\left(\frac{E_t - E_i}{kT_L} \right)} \right) + \frac{\tau_n}{1 + \Gamma_n^{DIRAC}} \left(p + g_D n_{ie} e^{\left(\frac{E_i - E_t}{kT_L} \right)} \right)}; \quad (42)$$

$$R_A = \frac{pn - n_{ie}^2}{\frac{\tau_p}{1 + \Gamma_p^{DIRAC}} \left(n + g_D n_{ie} e^{\left(\frac{E_t - E_i}{kT_L} \right)} \right) + \frac{\tau_n}{1 + \Gamma_n^{DIRAC}} \left(p + \frac{1}{g_D} n_{ie} e^{\left(\frac{E_i - E_t}{kT_L} \right)} \right)}; \quad (43)$$

здесь R_D и R_A – скорости рекомбинации через ловушки донорного и акцепторного типов, τ_p – время жизни дырок; τ_n – время жизни электронов; g_D – фактор вырождения; k – постоянная Больцмана; T_L – температура кристаллической решётки; n_{ie} – собственная концентрация носителей заряда; p и n – концентрация дырок и электронов; E_i – собственное положение уровня Ферми; E_t – энергия ловушки, а параметры Γ_p^{DIRAC} и Γ_n^{DIRAC} :

$$\Gamma_n^{DIRAC} = \frac{1}{kT} \int_0^{\Delta E_n} e^{\left(\frac{E}{kT}\right)} t_{trap}(E) dE \quad (44)$$

$$\Gamma_p^{DIRAC} = \frac{1}{kT} \int_0^{\Delta E_p} e^{\left(\frac{E}{kT}\right)} t_{trap}(E) dE \quad (45)$$

В выражении (44) $t_{trap}(E)$ – представляет собой вероятность упругого туннелирования электрона с энергией E в зону проводимости с энергетического уровня ловушки, экспоненциальный множитель отражает вероятность получения электроном энергии $(\Delta E_n - E)$ в процессе фононного взаимодействия до осуществления туннелирования, а ΔE_n соответствует либо энергии дна зоны проводимости, то есть максимальной энергии, ниже которой возможно туннелирование, либо уровню расположения ловушек. Аналогичные объяснения справедливы для дырок в выражении (45). Вероятность квантового туннелирования рассчитывается с использованием метода Вентцеля-Крамерса-Бриллюэна.

Основные параметры структуры модифицированного двухпереходного p - n фотопреобразователя с добавлением широкозонного окна и тыльного потенциального барьера представлены в таблице 7.

Таблица 7. Структура модифицированного двухпереходного p - n фотопреобразователя с широкозонным окном и тыльным потенциальным барьером.

Материал	$N_D, \text{см}^{-3}$	$N_A, \text{см}^{-3}$	Толщина, мкм
$p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}, x=0.3$	-	$2 \cdot 10^{19}$	0.04
$p\text{-GaAs}$	-	$2 \cdot 10^{18}$	0.2
$n\text{-GaAs}$	$5 \cdot 10^{17}$	-	0.42
$n^{++}\text{-GaAs}$	$2 \cdot 10^{19}$	-	0.025
$p^{++}\text{-GaAs}$	-	$6 \cdot 10^{19}$	0.025
$p\text{-GaAs}$	-	$2 \cdot 10^{18}$	0.4
$n\text{-GaAs}$	$5 \cdot 10^{17}$	-	1.926
$n^+\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}, x=0.3$	$3 \cdot 10^{18}$	-	0.025
$n^+\text{-GaAs}$	$3 \cdot 10^{18}$	-	0.05

Расчётное значение пикового туннельного тока встречно-включённого туннельного диода составило около 32 A/cm^2 при использовании стандартных значений эффективных масс носителей заряда $m_e = 0.06m_0$ и $m_h = 0.5m_0$, где m_0 – масса свободного электрона. Концентрации ловушек N_{trap} изменялись в интервале 10^{14} - 10^{16} см^{-3} , энергии ловушек приняты равными 0.4 эВ относительно уровней зоны проводимости (E_C) и валентной зоны (E_V) для акцепторных и донорных уровней, соответственно.

Моделирование двухпереходного ФП при освещении его излучением с интенсивностью $I = 100 \text{ Вт/см}^2$ показало, что несмотря на усложнение конструкции ФП, по-прежнему имеются два устойчивых состояния и, следовательно, бистабильность ФП сохраняется (рис. 16).

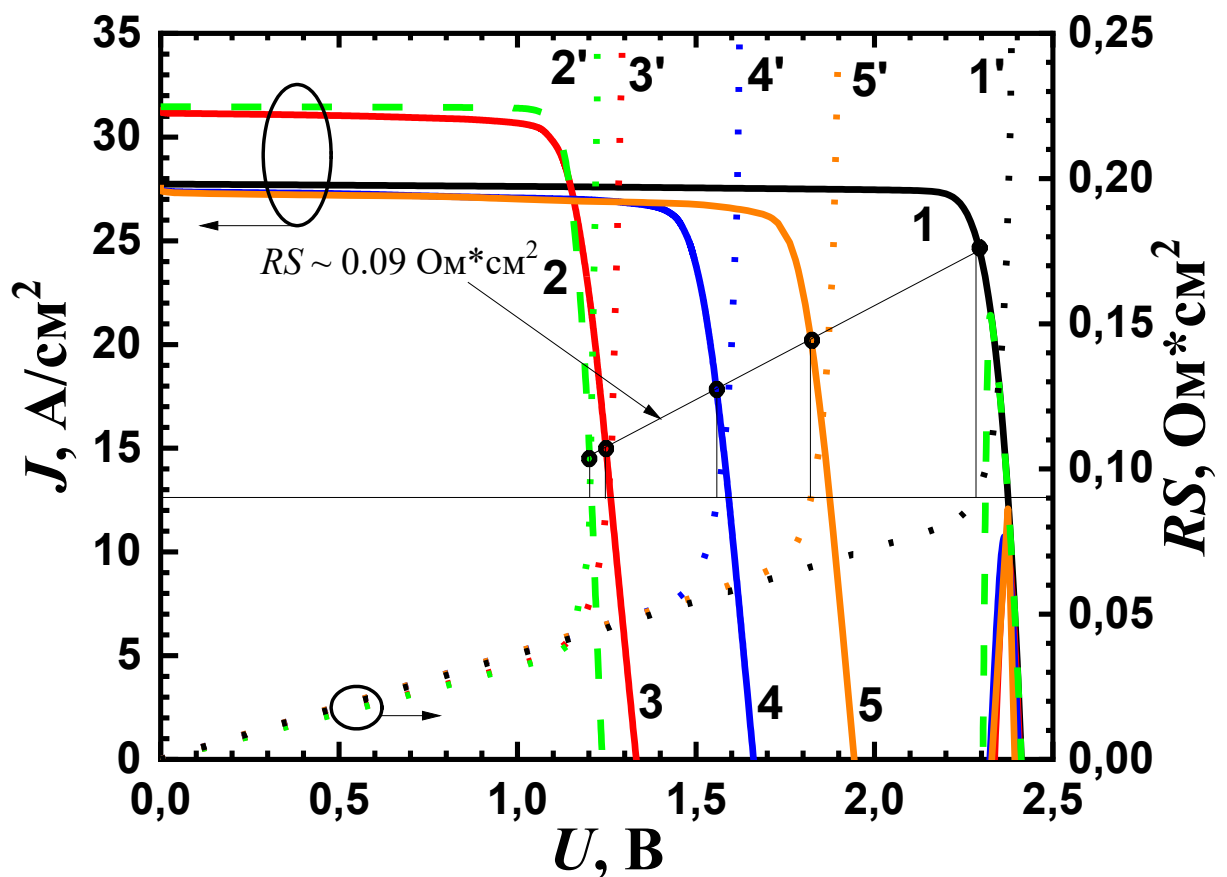


Рис. 16. Нагрузочные кривые для разных режимов работы ФП. Кривая 1 – первое туннельное решение, кривые 2-5 – второе диффузионное решение при различных концентрациях ловушек $N_{trap} = 0, 10^{14}, 10^{15}, 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Зависимость напряжения от нормированного на площадь поперечного сечения ФП сопротивления нагрузки RS для двух устойчивых состояний: кривая 1' – туннельное решение, кривые 2'-5' – диффузионное решение при различных концентрациях ловушек $N_{trap} = 0, 10^{14}, 10^{15}, 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Первое состояние (кривая 1) качественно не изменилось по сравнению с базовой структурой, а второе (кривые 2-5) демонстрирует зависимость от концентрации ловушек N_{trap} . Во втором решении ток короткого замыкания оказывается несколько выше, чем в первом при малой концентрации ловушек, в то время как напряжение холостого хода показывает значительный рост с увеличением N_{trap} .

Таким образом, диапазон приложенных напряжений, в котором имеет место бистабильность состояний ФП, зависит от концентрации ловушек.

Как и в случае базовой структуры, если рассматривать сопротивление нагрузки R в качестве внешнего параметра, то бистабильность сохраняется при любых значениях R независимо от концентрации ловушек в ТД. Это демонстрируют кривые 2'-5', показывающие связь между напряжением нагрузки и приложенным напряжением на рисунке 16. Например, при нормированном на площадь поперечного сечения ФП сопротивлении нагрузки $RS = 0.09 \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ существуют два решения: туннельное и зависящее от концентрации ловушек в слоях ТД диффузионное.

В равновесном состоянии (без излучения и приложенного напряжения) контактные разности потенциалов составляли 1.35 В для обоих субэлементов и 1.9 В для ТД. При освещении ФП происходит перераспределение потенциала по толщине структуры из-за рассогласования токов вследствие различия в толщине субэлементов. В режиме короткого замыкания в состоянии, отвечающем первому решению, первый субэлемент смещен на 1.05 В в прямом направлении, а второй на 1.03 В в обратном. При этом ТД смещен всего на 0.02 В, что соответствует туннельной ветви ВАХ. В состоянии, отвечающем второму решению, ТД имеет значительное положительное смещение. Величина этого смещения лишь незначительно убывает (в пределах 3–10%) с ростом напряжения на ФП вплоть до напряжения U_{oc} , которое при $N_{trap} = 0$ равно 1.24 В. Это уменьшение практически полностью компенсируется положительным смещением $p-n$ -перехода во втором субэлементе при всех значениях напряжения на ФП вплоть до U_{oc} . С ростом концентрации ловушек смещение ТД уменьшается (например, для $N_{trap} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ в режиме короткого замыкания оно становится равным 0.86 В), в результате чего зонная диаграмма становится качественно более похожей на зонную диаграмму для первого решения (рис. 17).

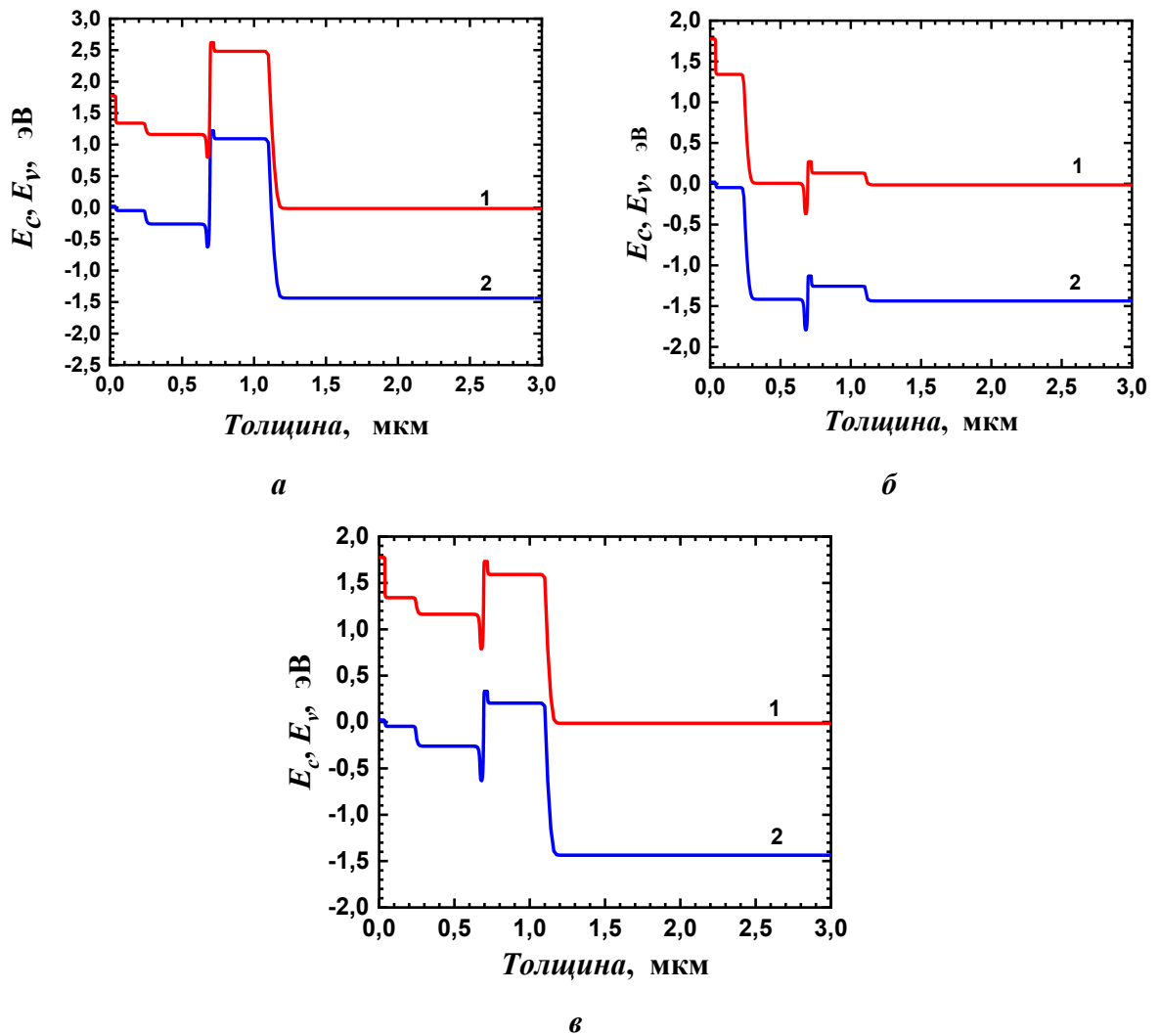


Рис. 17. Зонные диаграммы двухпереходного ФП в режиме короткого замыкания. *а* – первое туннельное состояние, *б* и *в* – второе диффузионное состояние при $N_{trap} = 0$ и $N_{trap} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, соответственно, где кривая 1 – зона проводимости, а кривая 2 – валентная зона.

Анализ распределений токов (рис. 18) показывает, что при повышенных концентрациях ловушек (например, при $N_{trap} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$) перенос носителей через барьер ТД реализуется за счёт туннелирования во всём диапазоне прикладываемых напряжений, отвечающих фотовольтаическому режиму.

Следует отметить, что при отсутствии ловушек, как было установлено в работе [А3], перенос носителей через барьер осуществляется инжекцией. Примечательно, что в режиме холостого хода (рис. 18*б*), несмотря на нулевой полный ток, электронные и дырочные плотности токов достигают величин, сопоставимых с током короткого замыкания. При этом электроны и дырки движутся в одну сторону по направлению к освещаемой поверхности. В области туннельного диода диффузионно-дрейфовые компоненты электронного и

дырочного тока уменьшаются до нуля (слева и справа от ТД, соответственно), как это имеет место, например, в режиме короткого замыкания (рис. 18а). В отсутствие же ловушек второму решению отвечает состояние, в котором ТД находится на диффузионной ветви. Видимый на рисунке 18 скачок суммы диффузионно-дрейфовых компонент электронного и дырочного токов компенсируется туннельно-ловушечным током в ТД, так что полный ток остаётся постоянным вдоль всей структуры.

Причина этого явления поясняется на рисунке 18, где представлены распределения плотности электронного и дырочного тока по толщине структуры для второго решения при $N_{trap} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Видно, что перенос носителей заряда через барьер туннельного диода осуществляется посредством тунnelирования (через ловушки) во всем диапазоне приложенных напряжений, при которых сохраняется фотовольтаический режим. При этом на ТД падает значительное напряжение, например, 0.96 В в режиме короткого замыкания и 0.77 В в режиме холостого хода, что объясняет увеличение напряжения U_{oc} с ростом концентрации ловушек, как показано на рисунке 16.

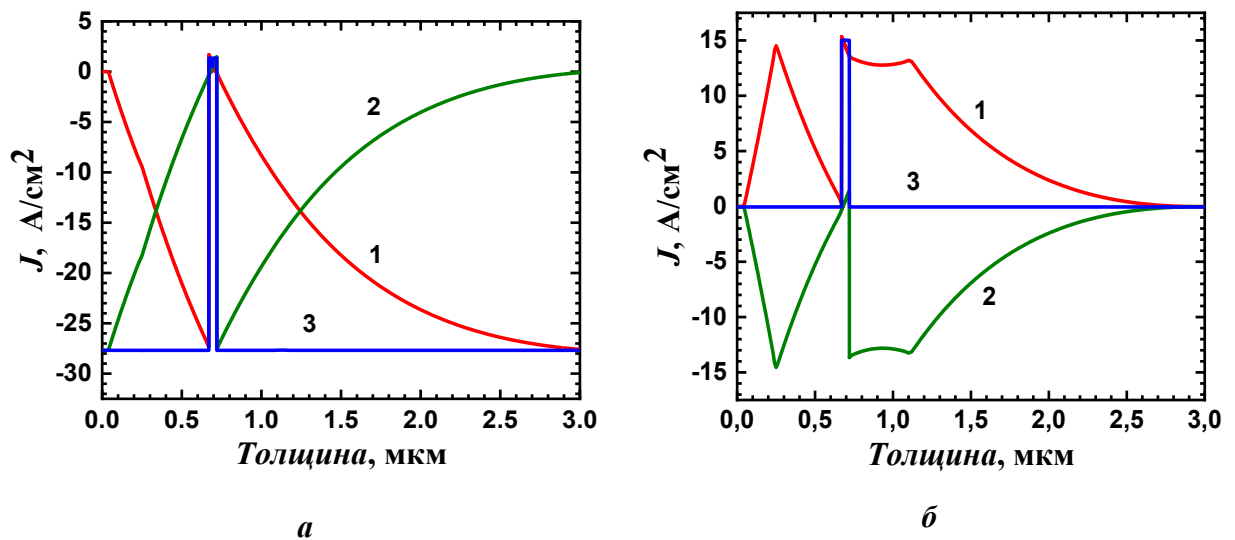


Рис. 18. Распределение диффузионно-дрейфовой компонент плотностей электронного (кривая 1) и дырочного (кривая 2) тока по толщине ФП во втором состоянии при $N_{trap} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ в режиме короткого замыкания а) и холостого хода б). Кривая 3 – плотность полного диффузионно-дрейфового тока электронов и дырок без учёта туннельно-ловушечного тока в ТД.

В реальных МФП обычно реализуется режим работы, описываемый первым решением. Возникает вопрос о методах практической проверки существования нескольких решений, описывающих различные способы преобразования излучения в электрический ток. Состояние, отвечающее второму решению, может быть достигнуто следующим образом. Пусть в исходном состоянии мощность оптического излучения такова, что ток

превышает пиковое значение тока ТД. В этом случае ТД находится на диффузионной ветви, и внутреннее состояние ФП отвечает второму решению (фотогенерация только в одном субэлементе). При резком уменьшении мощности оптического излучения ток снижается до величины, меньшей пикового значения ТД, но внутреннее состояние ФП, отвечающее большому смещению ТД и фотогенерации в одном субэлементе (второе решение) сохраняется. Именно в результате моделирования такого переходного процесса были получены нагрузочные кривые 2–5 на рисунке 16, поскольку из-за усложнения структуры ФП стандартные итерационные методы на основе стационарных уравнений оказались неэффективными.

По результатам работы данной части главы опубликована статья [А4].

3.2.3. Численное моделирование трёхпереходного *p-i-n* фотопреобразователя лазерного излучения

Логическим продолжением исследования МФП является анализ трёхпереходных ФП. Наличие эпитаксиально выращенных образцов в лаборатории фотоэлектрических преобразователей позволило провести проверку расчётной модели на экспериментальных данных. По результатам измерений, проведенных соавторами диссертанта [А6], оказалось, что напряжение холостого хода составило около 2 В, тогда как для структур данного типа ожидаемый уровень составляет 3 В и более. В связи с этим возникла объективная необходимость в проведении численного моделирования аналогичных структур.

Основной целью моделирования является установление причины выявленного расхождения. Кроме того, поскольку в принципе теоретически структура с m ТД может иметь 2^m устойчивых состояний, построенная численная модель позволит осуществить проверку существования нескольких устойчивых состояний для трёхпереходных *p-i-n* ФП.

Приведем экспериментально известные данные о структурах. ФП с тремя *p-i-n* переходами на основе гетероструктуры *AlGaAs/GaAs* были получены посредством технологии молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) (соавторы диссертанта [А6]) с использованием подложки *n-GaAs*, обладающей концентрацией доноров $N_D \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Монолитная конструкция ФП (см. таблицу 8) состояла из трёх последовательно выращенных *p-i-n GaAs* субэлементов. Концентрация примесей в легированных слоях имела следующие значения: в *p*-областях концентрация акцепторов составляла $N_A \geq 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, в *n*-областях концентрация доноров достигала $N_D \leq 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а в нелегированных *i*-слоях концентрация примесей была примерно $\sim 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. При этом оптические толщины верхнего, среднего и нижнего *p-i-n* переходов были определены

согласно системе уравнений (выражения (34) и (35)) приведенной в начале данной главы, решив которые получаем выражения (46) – (48) для оптических толщин:

$$L_1 = \ln \left(\frac{1+e^{-L_{TD}}+e^{-2L_{TD}}}{1+k+e^{-L_{TD}}} \right); \quad (46)$$

$$L_2 = \ln \left(\frac{1+k+e^{-L_{TD}}}{k+ke^{L_{TD}+1}} \right); \quad (47)$$

$$L_3 = \ln \left(\frac{k+ke^{L_{TD}+1}}{k+ke^{2L_{TD}+ke^{L_{TD}}}} \right). \quad (48)$$

Таблица 8. Экспериментальная технологическая структура трёхпереходного *p-i-n* ФП.

Материал	N_D , см ⁻³	N_A , см ⁻³	Толщина, мкм
<i>p</i> ⁺ -GaAs	-	$7 \cdot 10^{19}$	0.4
<i>p-Al</i> _{0.2} <i>Ga</i> _{0.8} As (окно)	-	$5 \cdot 10^{19}$	0.3
<i>p</i> -GaAs	-	$\geq 1 \cdot 10^{18}$	≤ 0.04
<i>no</i> -GaAs	$< 1 \cdot 10^{15}$	-	≤ 0.3
<i>n</i> -GaAs	$\geq 1 \cdot 10^{18}$	-	≤ 0.06
<i>n</i> ⁺⁺ -GaAs	$1 \cdot 10^{19}$	-	0.01
<i>p</i> ⁺⁺ -GaAs	-	$(3-5) \cdot 10^{19}$	0.01
<i>p</i> -GaAs	-	$\geq 1 \cdot 10^{18}$	≤ 0.075
<i>no</i> -GaAs	$< 1 \cdot 10^{15}$	-	≤ 0.5
<i>n</i> -GaAs	$\geq 1 \cdot 10^{18}$	-	≤ 0.1
<i>n</i> ⁺⁺ -GaAs	$1 \cdot 10^{19}$	-	0.01
<i>p</i> ⁺⁺ -GaAs	-	$(3-5) \cdot 10^{19}$	0.01
<i>p</i> -GaAs	-	$\geq 1 \cdot 10^{18}$	≤ 0.6
<i>no</i> -GaAs	$< 1 \cdot 10^{15}$	-	≤ 0.95
<i>n</i> -GaAs	$\geq 1 \cdot 10^{18}$	-	≤ 0.7
<i>n</i> ⁺ -Al _{0.2} Ga _{0.8} As	$3 \cdot 10^{18}$	-	0.2
<i>n</i> ⁺ -GaAs (буфер)	$6 \cdot 10^{18}$	-	0.25
<i>n</i> ⁺ -GaAs (подложка)	$(2-3) \cdot 10^{18}$	-	-

Отметим, что действительные толщины наноразмерных ТД были зафиксированы, суммарная толщина каждого не превышала 20 нм, а, следовательно, была постоянной их оптическая толщина.

Конструкцию дополняли следующие элементы:

- широкозонное окно из *p-Al*_{0.2}*Ga*_{0.8}As с концентрацией акцепторов $N_A \sim 5 \cdot 10^{19}$ см⁻³ и толщиной 0.3 мкм;

- тыльный потенциальный барьер из $n-Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ с концентрацией доноров $N_D \sim 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и толщиной 0.2 мкм.

Постростовым процессированием с использованием планарной технологии из монокристаллической структуры были изготовлены чипы ФП с диаметром фоточувствительной области – 250 мкм.

Отметим, что по аналогии с однопереходным в главе 2 первый верхний слой p^+-GaAs с концентрацией легирующей примеси $7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и толщиной $h = 0.4 \text{ мкм}$ не принимал участие в оптической схеме устройства, поскольку стравливался.

Кроме того, для определения длины волны излучения, на которой будет происходить облучение были проведены измерения спектральных характеристик, которые представлены на рисунке 19. Эксперимент проводился в спектральном диапазоне от 700 до 900 нм с применением светосильного монохроматора. Оптический сигнал подавался через оптоволокно с диаметром 50 мкм.

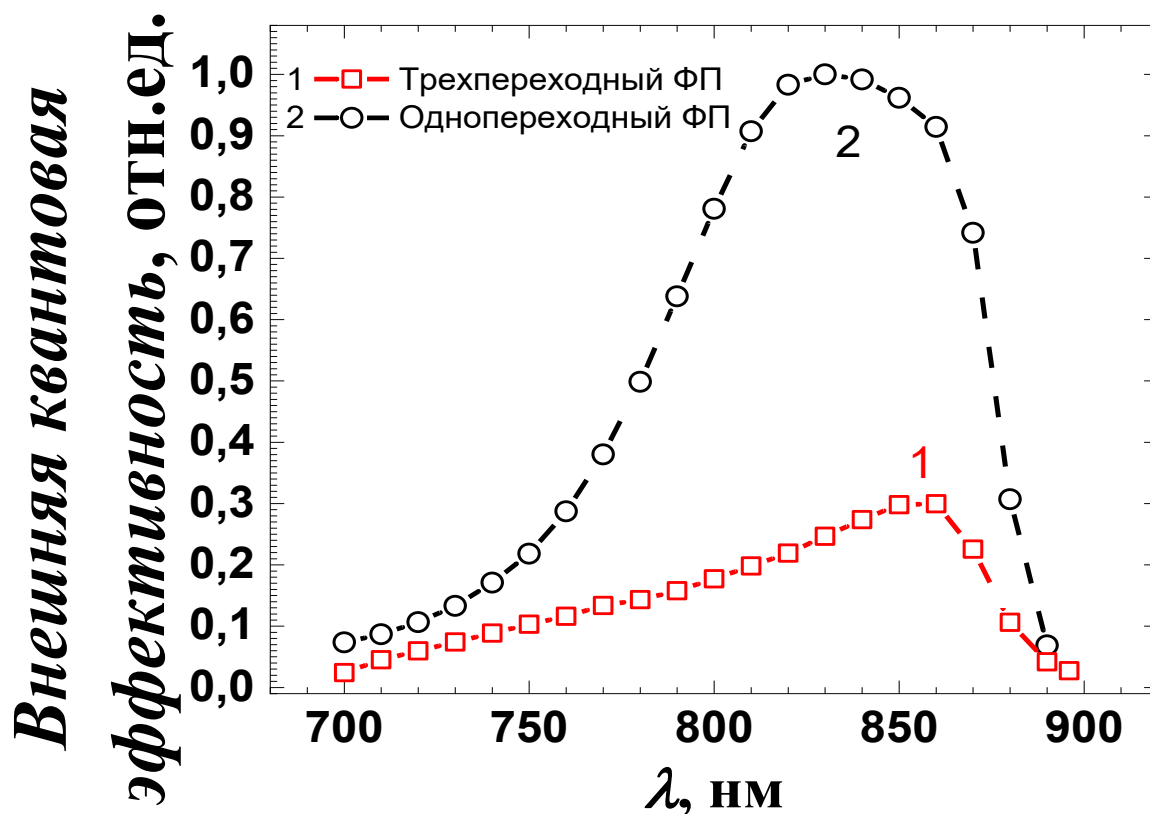


Рис. 19. Измеренные спектры фоточувствительности трёхпереходного (кривая 1) и однопереходного (кривая 2) $p-i-n$ ФП.

Нормированные значения внешней квантовой эффективности однопереходного (кривая 1) и трёхпереходного (кривая 2) $p-i-n$ ФП представлены на графике. Максимальное значение для структуры с тремя фотоактивными субэлементами приходится на длину

волны 850 нм, которую выбрали в качестве опорной как при измерении нагрузочных ВАХ, так и в расчётных моделях.

В рамках экспериментального исследования проведено сравнение трёхпереходного *p-i-n* ФП и однопереходного ФП – последний был получен тем же методом МПЭ.

Конструктивные особенности однопереходного *p-i-n* ФП, включая параметры слоёв и их взаимное расположение, представлены в таблице 9.

Таблица 9. Структура однопереходного *p-i-n* ФП.

Материал	$N_D, \text{см}^{-3}$	$N_A, \text{см}^{-3}$	Толщина, мкм
p^+-GaAs	-	$7 \cdot 10^{19}$	0.4
$p-Al_{0.75}Ga_{0.25}As$	-	$1 \cdot 10^{19}$	0.04
$p-Al_{0.15}Ga_{0.85}As$ (окно)	-	$5 \cdot 10^{19}$	2
$p-GaAs$ (эмиттер)	-	$1 \cdot 10^{18}$	1
$no-GaAs$ (<i>i</i> -область)	10^{14}	-	1
$n-GaAs$ (база)	$1 \cdot 10^{18}$	-	0.5
$n^+-Al_{0.2}Ga_{0.8}As$	$3 \cdot 10^{18}$	-	0.2
n^+-GaAs (буфер)	$6 \cdot 10^{18}$	-	0.25
n^+-GaAs (подложка)	$2 \cdot 10^{18}$	-	350

При проведении численного моделирования были применены различные подходы к расчёту характеристик ФП разного типа. Для однопереходного *p-i-n* ФП использована полная численная модель аналогичной структуры – все её ключевые параметры и конструктивные особенности детально учтены в расчётах и были представлены в таблице 9.

В случае трёхпереходного *p-i-n* ФП потребовался иной подход: из-за функциональных ограничений используемого программного пакета, не позволяющего включать в расчёт две области квантового туннелирования, было выполнено упрощённое моделирование. В рамках этой схемы верхний туннельный диод был заменён эквивалентной омической связью (см. таблицу 10). Как было отмечено в литературном обзоре, обычно туннельные соединительные диоды заменяли на омическую связь [10,11], при этом упрощалась математическая модель и отсутствовала бистабильность. В нашем случае нижний соединительный *n-p* переход трёхпереходного *p-i-n* ФП сохраняет квантовое туннелирование.

Таблица 10. Расчётная модель трёхпереходного $p-i-n$ ФП.

Материал	$N_D, \text{см}^{-3}$	$N_A, \text{см}^{-3}$	Толщина, мкм
p^+-GaAs	-	$7 \cdot 10^{19}$	0.4
$p-Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ (окно)	-	$5 \cdot 10^{19}$	0.3
Верхний ФП			
Замена туннельного диода на омическую связь			
Средний ФП			
Туннельный диод			
Нижний ФП			
$n^+-Al_{0.2}Ga_{0.8}As$	$3 \cdot 10^{18}$	-	0.2
n^+-GaAs (буфер)	$6 \cdot 10^{18}$	-	0.25
n^+-GaAs (подложка)	$(2-3) \cdot 10^{18}$	-	-

Такое упрощение позволило сохранить общую физическую адекватность модели и получить значимые результаты при соблюдении допустимого уровня погрешности, хотя и с некоторой потерей детализации процессов в зоне туннелирования, но при этом происходит некоторое увеличение сложности математического описания системы и длительности расчёта.

Таким образом, выбранные стратегии моделирования обеспечили возможность провести сравнительный анализ характеристик одно- и трёхпереходных структур в рамках имеющихся вычислительных возможностей.

Экспериментальное и численное исследование осуществлялось посредством воздействия непрерывного лазерного излучения с интенсивностью оптического излучения, составляющей 27.9 мВт/см^2 . На рисунке 20 представлено сравнение измеренных и рассчитанных нагрузочных характеристик однопереходного и трёхпереходного $p-i-n$ ФП.

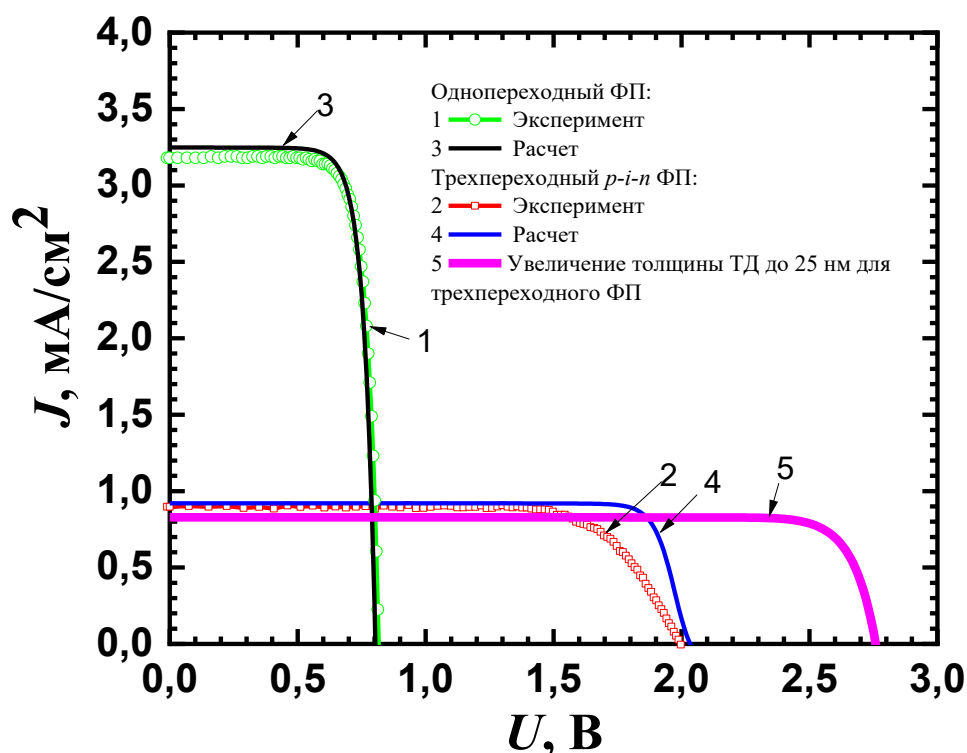
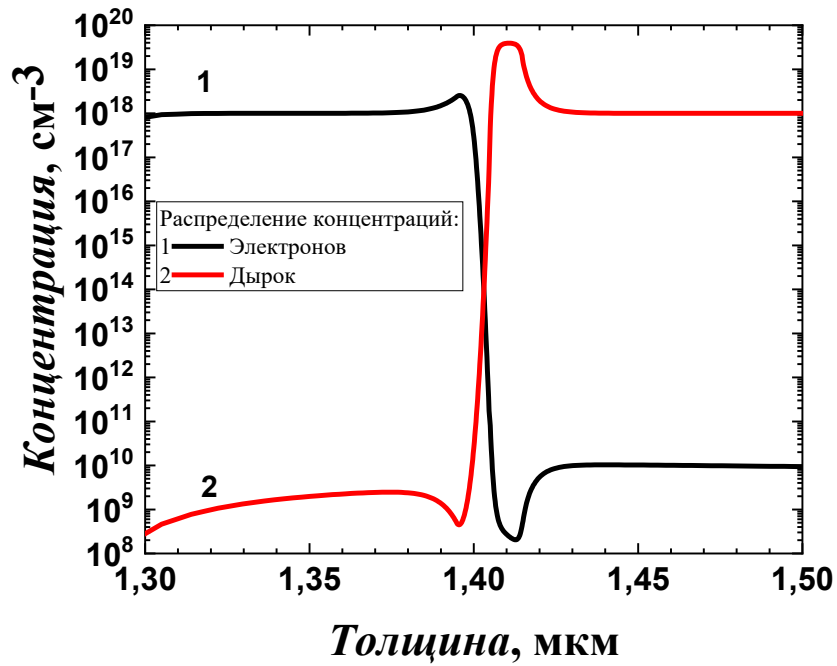


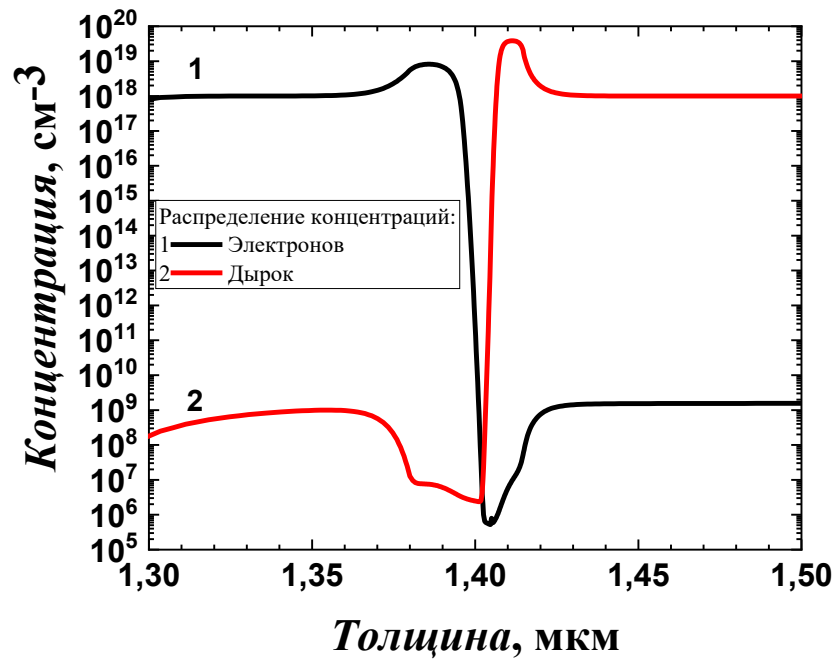
Рис. 20. Нагрузочные ВАХ при мощности излучения 27.9 мВт/см^2 и длине волны $\lambda = 850 \text{ нм}$ для структур: Трёхпереходный $p-i-n$ ФП: кривая 1 – эксперимент, кривая 2 – расчёт с учётом квантового туннелирования в нижнем ТД; Однопереходный $p-i-n$ ФП: кривая 3 – эксперимент, кривая 4 – расчёт; кривая 5 – трёхпереходный $p-i-n$ ФП с толщиной n^{++} -слоя нижнего туннельного диода 25 нм с учётом квантового туннелирования в нижнем ТД.

График показывает, что существует высокая степень совпадения нагрузочных ВАХ для однопереходных $AlGaAs/GaAs$ $p-i-n$ ФП, что подтверждает адекватность используемой теоретической модели (рис. 20, кривые 1, 3). Проведенный расчёт трёхпереходного $p-i-n$ ФП подтвердил экспериментально полученное напряжение холостого хода в 2 В, однако наблюдается некоторое расхождение в области рабочей точки (рис. 20, кривые 2, 4). Данное отклонение, по всей видимости, является следствием замены верхнего туннельного диода на омическую связь в процессе численного моделирования исследуемого ФП.

Такое значение напряжения холостого хода для трёхпереходных $p-i-n$ ФП, вероятно, обусловлено геометрическими параметрами структуры. Для того, чтобы проверить данное утверждение построим график распределения концентрации носителей заряда в области нижнего туннельного диода на рисунке 21а для расчётной кривой 4 (см. рис. 20).



a



б

Рис. 21. Распределение концентрации электронов (кривая 1) и дырок (кривая 2) в области нижнего туннельного диода трёхпереходного p - i - n ФП при толщине n^{++} -слоя: *a*) 10 нм, *б*) 25 нм.

Как видно из рисунка 21*a*, при легирующей примеси $1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ концентрация электронов достигает примерно $2.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, что свидетельствует об обеднении n^{++} -слоя туннельного перехода, а p^{++} -слой сохраняет исходную концентрацию примеси ($4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$).

Значит эффективная длина туннелирования увеличивается. А в совокупности это приводит к снижению туннельного тока.

Возможным решением повышения напряжения холостого хода может стать увеличение толщины n^{++} -слоя туннельного диода. Численные расчёты подтверждают данное предположение. При увеличении толщины n^{++} слоя до ~ 25 нм в нижнем туннельном диоде с сохранением квантового туннелирования (рис. 20, кривая 5), удалось увеличить напряжение холостого хода с 2 В до 2.75 В при 27.9 мВт/см². Концентрация электронов возросла для данного случая до значения $8.2 \cdot 10^{18}$ см⁻³ (см. рис. 21б).

Также, по аналогии с двухпереходным $p-n$ ФП (см. пункты 3.2.1, 3.2.2) было выполнено исследование наличия нескольких решений у трёхпереходных $p-i-n$ ФП. Для этого была использована полученная численная модель на основе структуры, представленной в таблице 10.

Результаты моделирования представлены на рисунке 22, где кривая 1 для случая, при котором нижний туннельный диод работает в туннельном режиме с малым падением напряжения, а кривая 2 соответствует функционированию нижнего соединительного $p-p$ перехода в диффузионном режиме с большим падением напряжения, которое до этого в трёхпереходном ФП не наблюдалось.

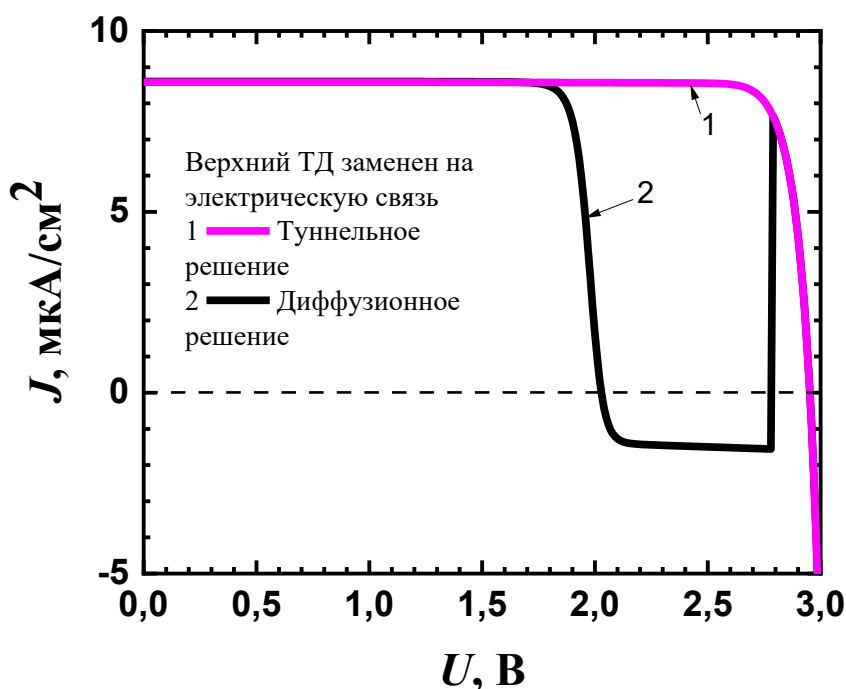


Рис. 22. Нагрузочные ВАХ трёхпереходного ФП при интенсивности излучения 88.5 мВт/см² с учётом квантового туннелирования в нижнем ТД: кривая 1 — «туннельное» решение; кривая 2 — «диффузионное» решение.

Обе ВАХ подобны нагрузочным кривым двухпереходного ФП. Все выводы, сделанные ранее для двухпереходного ФП, в основном применимы в данном случае. Также необходимо отметить тот факт, что при увеличении оптической интенсивности до 88.5 мВт/см^2 с сохранением толщины n^{++} слоя туннельного диода $\sim 25 \text{ нм}$ напряжение холостого хода в туннельном режиме составило 3 В , а в диффузном 2 В , что близко к напряжению холостого хода двухпереходного ФП для «туннельного» решения. Установлено, что недостаточная толщина n^{++} слоёв в туннельных переходах приводит к их обеднению, что вызывает: снижение концентрации электронов, вовлечённых в процесс туннелирования; увеличение эффективной длины туннелирования; последующее уменьшение величины туннельного тока.

По результатам работы данной подглавы опубликована работа [А6].

Итого по результатам работы третьей главы опубликованы работы [А3,А4,А6].

3.3. Выводы по третьей главе

1. При работе в стационарном режиме воздействие неравномерности лазерного излучения несущественно при типичных значениях мощности.

2. Результаты исследований убедительно свидетельствуют о том, что N -образная ВАХ ТД обеспечивает возможность функционирования двухпереходного ФП в двух различных режимах работы. Следует особо подчеркнуть, что формирование указанных режимов происходит при величине фототока не превышающего пиковое значение тока ТД. Установлено, что туннельное решение отвечает внутреннему состоянию ФП, в котором ТД находится в туннельном режиме (с малым смещением). Диффузионное решение отвечает внутреннему состоянию ФП, в котором ТД находится в диффузионном режиме транспорта носителей через барьер ТД при прямом смещении, большем, чем напряжение долины ВАХ ТД.

3. Проведённые исследования показали, что модификация структуры двухпереходного p - n ФП посредством интеграции широкозонного окна, тыльного потенциального барьера и ловушек в зоне расположения ТД не привела к устранению второго диффузионного решения и бистабильности ФП.

4. В рамках проверки теоретических предположений о множественности решений, был предложен экспериментальный метод получения для двухпереходного p - n ФП диффузионного решения, которое в нормальных условиях не проявляется.

5. Относительно трёхпереходных p - i - n ФП удалось подтвердить выдвинутую гипотезу, согласно которой низкое значение напряжения холостого хода обусловлено явлением обеднения n^{++} слоёв туннельного диода вследствие их незначительной толщины,

составляющей 10 нм. Увеличение толщины n^{++} слоев до 25 нм позволило достичь значения напряжения холостого хода, равного приблизительно 2.75 В, при интенсивности светового потока 27.9 мВт/см², а при дальнейшем увеличении оптической интенсивности до 88.5 мВт/см² удалось достигнуть напряжения холостого хода 3 В.

6. В рамках проведённого численного моделирования трёхпереходного $p-i-n$ ФП, которое базировалось на методологии анализа, разработанной для двухпереходных структур, обнаружено существование дополнительного диффузионного решения. В ходе расчёта было установлено ограничение на получение полного набора решений: ввиду специфических особенностей используемого программного обеспечения один из ТД пришлось заменить омической связью, что исключило возможность выявления третьего и четвёртого вариантов решения из общего множества.

4. Моделирование фотоэлектрических преобразователей в фотовольтаическом режиме при импульсном возбуждении

4.1. Влияние пространственной неоднородности импульсного оптического излучения на характеристики двухпереходного ФП

В разделе 3.1 было показано, что осесимметричная пространственная неоднородность стационарного лазерного излучения не оказывает существенного влияния на нагрузочную характеристику двухпереходного ФП, по крайней мере, при распределении интенсивности излучения по Гауссу. Представляет интерес рассмотреть эту проблему в случае освещения ФП короткими лазерными импульсами. Постановка задачи аналогична, изложенной в разделе 3.1. Отличие состоит в том, что рассматривался *p-i-n* ФП с широкозонным окном, тыльным потенциальным барьером и буферным слоем. Как и в 3.1 диаметр фоточувствительной поверхности ФП был равен 250 мкм. Структура ФП представлена в таблице 11.

Таблица 11. Структура двухпереходного *p-i-n* фотопреобразователя.

Материал	$N_D, \text{см}^{-3}$	$N_A, \text{см}^{-3}$	Толщина, мкм
<i>p-Al_xGa_{1-x}As, x=0.3</i>	-	$2 \cdot 10^{19}$	0.04
<i>p-GaAs</i>	-	$2 \cdot 10^{18}$	0.2
<i>n_o-GaAs</i>	$1 \cdot 10^{15}$	-	0.368
<i>n-GaAs</i>	$5 \cdot 10^{17}$	-	0.12
<i>n⁺-GaAs</i>	$2 \cdot 10^{19}$	-	0.02
<i>p⁺-GaAs</i>	-	$6 \cdot 10^{19}$	0.02
<i>p-GaAs</i>	-	$2 \cdot 10^{18}$	0.4
<i>n_o-GaAs</i>	$1 \cdot 10^{15}$	-	0.9
<i>n-GaAs</i>	$5 \cdot 10^{17}$	-	1.93
<i>n⁺-Al_xGa_{1-x}As, x=0.3</i>	$3 \cdot 10^{18}$	-	0.2
<i>n⁺-GaAs</i>	$6 \cdot 10^{18}$	-	0.25
<i>n⁺-GaAs</i>	$2 \cdot 10^{18}$	-	0.3

Использование *p-i-n* субэлементов было вызвано тем, что, с одной стороны, это обеспечивает снижение ёмкости ФП, а, с другой, существенно улучшает разделение фотоносителей. Интенсивность излучения задавалась в виде:

$$0 \leq t < t_0 \quad I_{peak} \left(1 - e^{-\left(\frac{t}{\tau_1}\right)^2} \right) \cdot e^{-\left(\frac{r}{\sigma}\right)^2}; \quad (49)$$

$$t_0 \leq t \quad I_{peak} \left(e^{-\left(\frac{t-t_0}{\tau_2}\right)^2} - e^{-\left(\frac{t}{\tau_1}\right)^2} \right) \cdot e^{-\left(\frac{r}{\sigma}\right)^2}, \quad (50)$$

здесь I_{peak} – максимальное (пиковое в импульсе) значение интенсивности падающего оптического излучения в центре ФП (при $r=0$), σ – среднеквадратичное отклонение в распределении Гаусса, t_0 – время начала спада интенсивности излучения, τ_1 и τ_2 – постоянные времени подъема и спада излучения.

Соответственно, максимальное (пиковое) значение интенсивности излучения, падающего на всю фоточувствительную поверхность ФП будет равно

$$I_{peak} \left(1 - e^{-\left(\frac{t_0}{\tau_1}\right)^2} \right) \cdot e^{-\left(\frac{r}{\sigma}\right)^2}; \quad (51)$$

Отметим, что если $t_0/\tau_1 \geq \sqrt{2}$, то t_0 практически совпадает с длительностью импульса на полувывоте его амплитуды.

Указанные выражения будут в дальнейшем использоваться для задания формы оптического импульса возбуждения различных типов фотопреобразователей в текущей главе. В таблице 12 приведены значения параметров, которые использовались для решения задачи моделирования импульсного воздействия с длительностями импульсов на полувывоте амплитуды FWHM = 140, 500 и 1000 пс.

Таблица 12. Параметры, вводимые при моделировании оптического импульса лазерного излучения для двухпереходного p - i - n ФП в цилиндрической геометрии для выражений (49) – (50).

Вводимый параметр	Значение, нс		
FWHM	0.140	0.5	1
t_0	0.140	0.5	1
τ_1	0.07	0.25	0.5
τ_2	0.07	0.25	0.5

Отметим, что длительности около 140 пс и большие интенсивности используются в РОФАР.

Ниже приводятся результаты численного моделирования ФП, подключенного к нагрузке 50 Ом, для нескольких значений длительности и мощности лазерного импульса при двух значениях среднеквадратического отклонения σ .

На рисунке 23 представлена зависимость оптической интенсивности в центре ФП от времени при максимальной мощности 1 Вт, нескольких значений длительности импульса (FWHM = 140 (кривые 1,2), 500 пс (кривые 3,4), 1000 пс (кривые 4,5)) и двух значений среднеквадратического отклонения ($\sigma = 40$ мкм (кривые 2,4,6), 125 мкм (кривые 1,3,5)). Соответствующие изменения напряжения на нагрузке (или что тоже самое на ФП) показаны на рисунке 24.

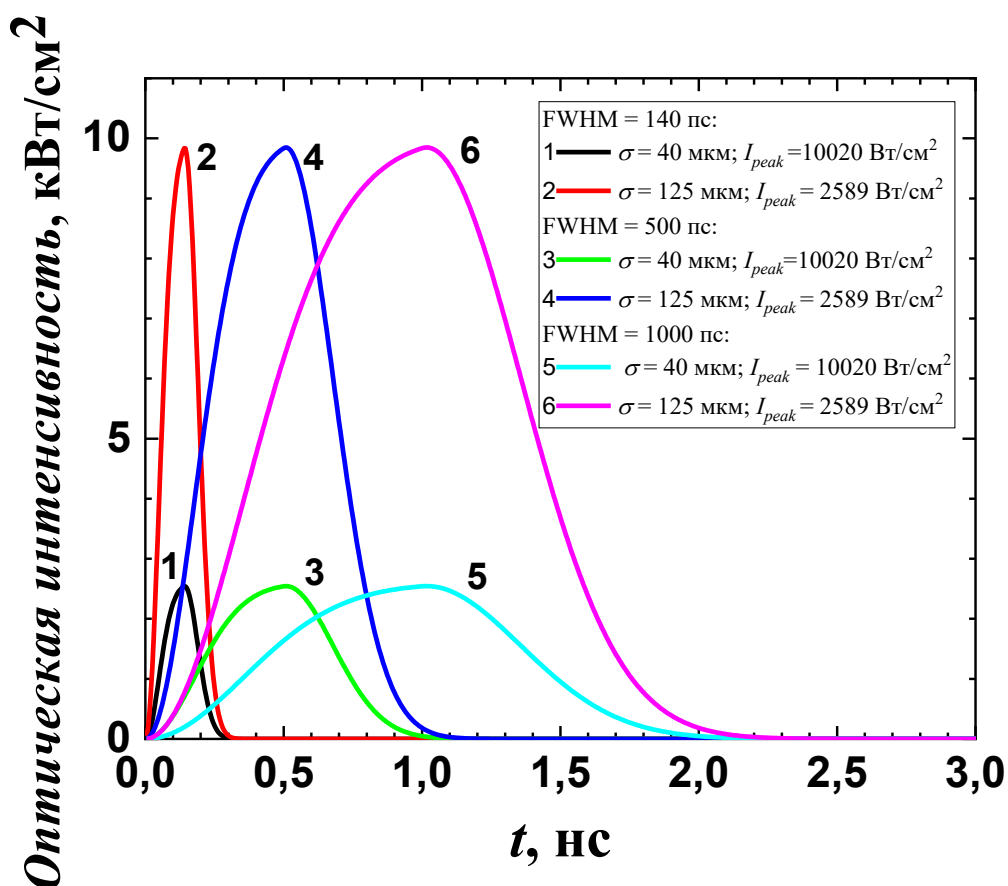


Рис. 23. Зависимость оптической интенсивности лазерного излучения (в центре ФП) от времени при максимальной полной вводимой мощности $P_{in} = 1$ Вт для двух значений параметра σ ($I_{peak} = 10.02$ кВт/см² – $\sigma = 40$ мкм; $I_{peak} = 2.59$ кВт/см² – $\sigma = 125$ мкм): кривые 1,3,5 – $\sigma = 125$ мкм; кривые 2,4,6 – $\sigma = 40$ мкм и разной длительности лазерного импульса на половине высоты максимума амплитуды (FWHM): кривые 1,2 – FWHM = 140 пс; кривые 3,4 – FWHM = 500 пс; кривые 4,5 – FWHM = 1000 пс.

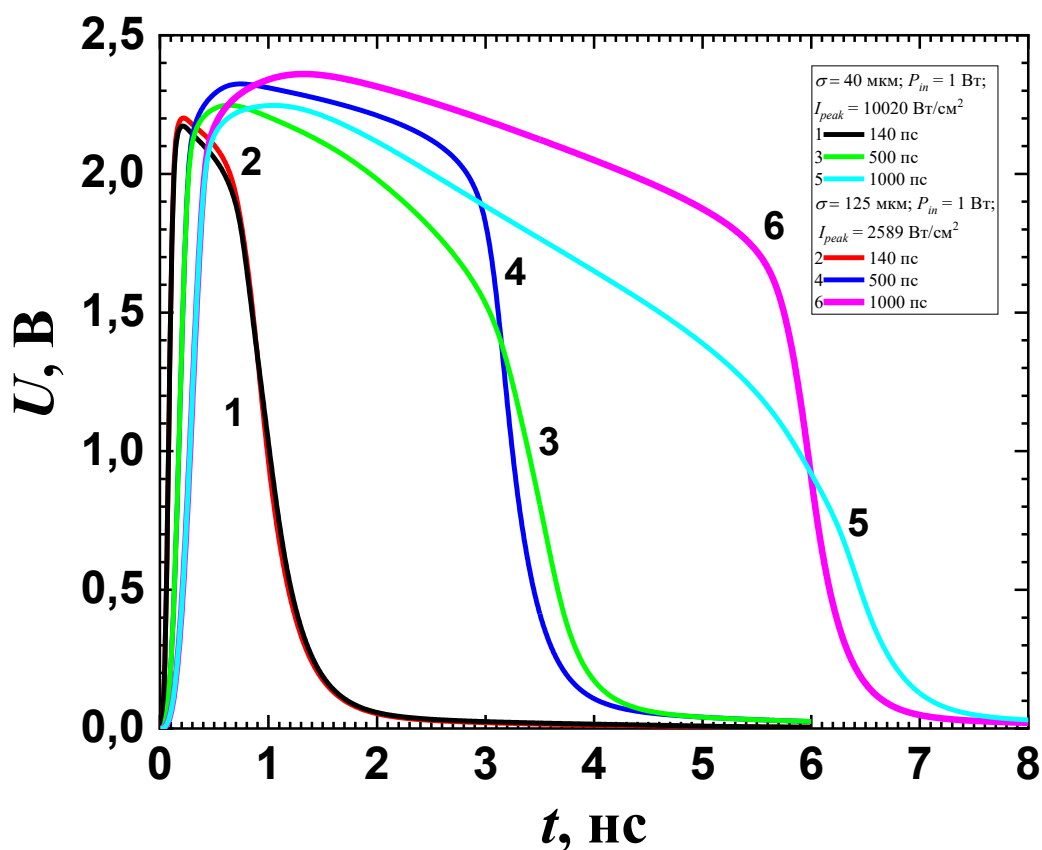


Рис. 24. Зависимость напряжения ФП на нагрузке (50 Ом) от времени. Максимальная вводимая полная мощность $P_{in} = 1$ Вт ($I_{peak} = 10.02$ кВт/см² – $\sigma = 40$ мкм; $I_{peak} = 2.59$ кВт/см² – $\sigma = 125$ мкм) для двух значений параметра σ : кривые 1,3,5 – $\sigma = 125$ мкм; кривые 2,4,6 – $\sigma = 40$ мкм и разной длительности лазерного импульса на половине высоты максимума амплитуды (FWHM): кривые 1,2 – FWHM = 140 пс; кривые 3,4 – FWHM = 500 пс; кривые 4,5 – FWHM = 1000 пс.

Как следует из рассмотрения графика (рис. 24), с увеличением длительности оптического импульса наблюдается усиление влияния неоднородности. Однако, этот эффект начинает играть заметную роль при длительности импульса существенно большей 140 пс.

На рисунке 25 представлена зависимость оптической интенсивности в центре ФП от времени при разных значениях полной вводимой мощности лазерного импульса $P_{in} = 0.5, 1$ и 4 Вт, и двух значениях параметра среднеквадратического отклонения $\sigma = 40$ и 125 мкм при FWHM=140 пс, а соответствующие изменения во времени напряжения на нагрузке показаны на рисунке 26.

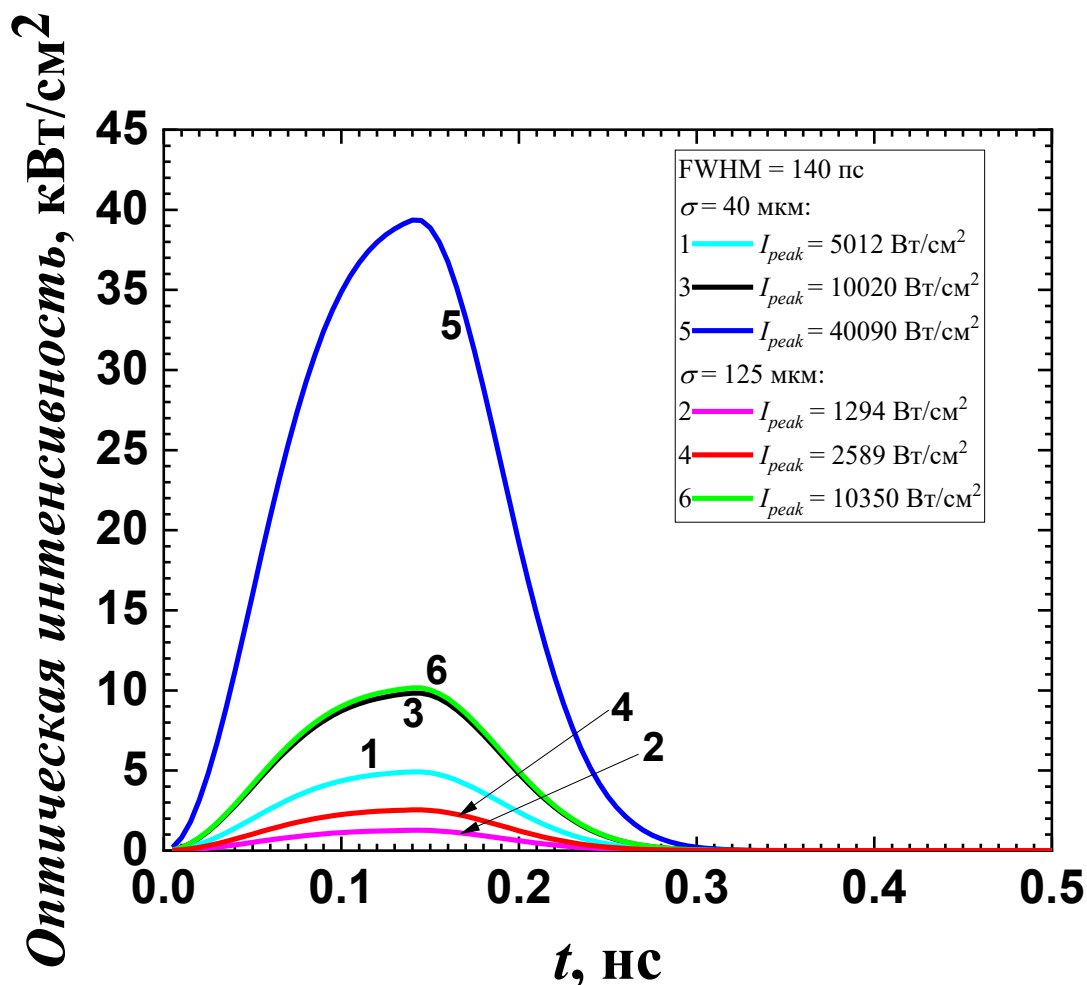


Рис. 25. Зависимость оптической интенсивности лазерного излучения от времени (в центре ФП). Длительность импульса на полувысоте максимума амплитуды (FWHM) 140 пс при разной мощности в зависимости от времени для двух значений параметра σ : кривые 1,3,5 – $\sigma = 40$ мкм; кривые 2,4,6 – $\sigma = 125$ мкм и разной полной вводимой мощности: кривые 1,2 – $P_{in} = 0.5$ Вт ($I_{peak} = 5.01$ кВт/см² – $\sigma = 40$ мкм; $I_{peak} = 1.29$ кВт/см² – $\sigma = 125$ мкм); кривые 3,4 – $P_{in} = 1$ Вт ($I_{peak} = 10.02$ кВт/см² – $\sigma = 40$ мкм; $I_{peak} = 2.59$ кВт/см² – $\sigma = 125$ мкм); кривые 5,6 – $P_{in} = 4$ Вт ($I_{peak} = 40.1$ кВт/см² – $\sigma = 40$ мкм; $I_{peak} = 10.35$ кВт/см² – $\sigma = 125$ мкм).

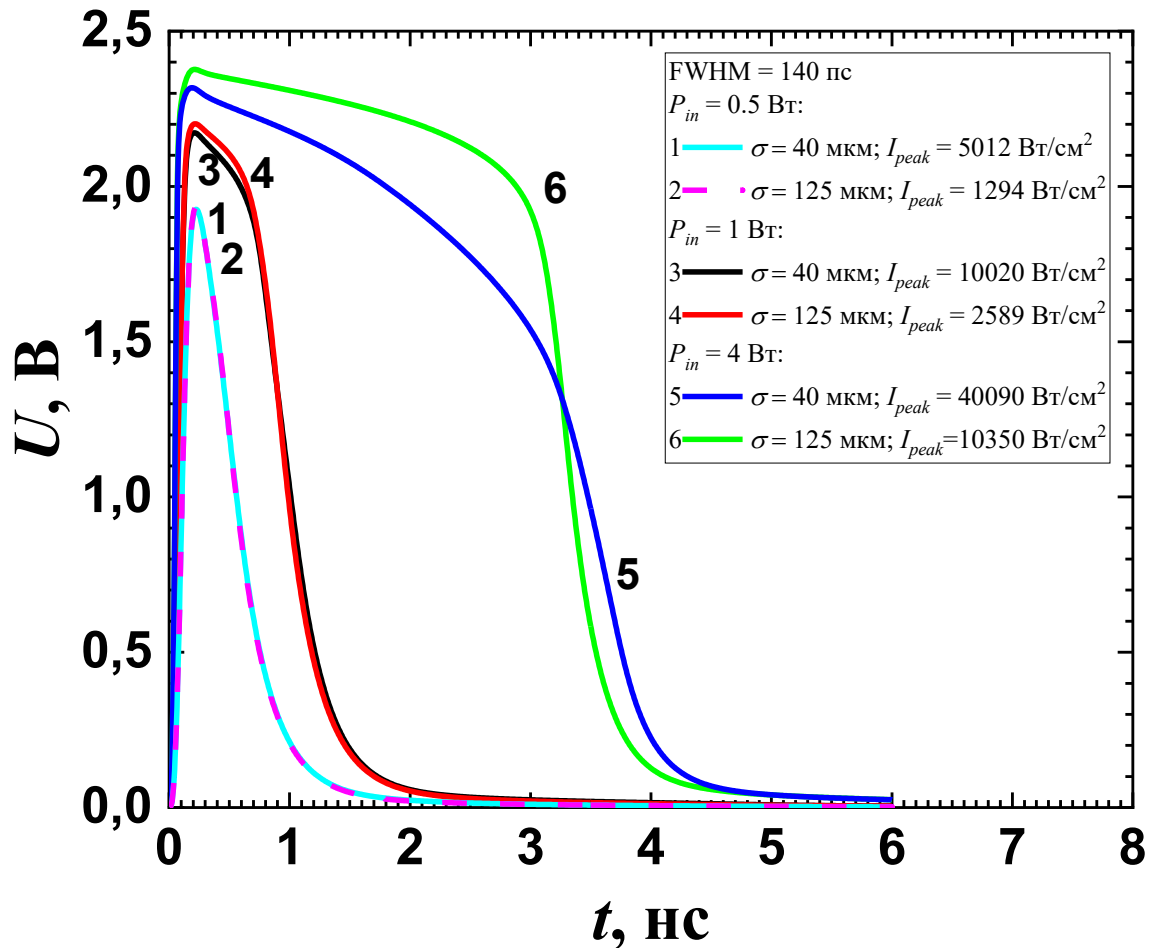


Рис. 26. Зависимость напряжения ФП на нагрузке (50 Ом) от времени. Длительность импульса на полувысоте максимума амплитуды (FWHM) 140 пс при разной полной вводимой мощности в зависимости от времени для двух значений параметра σ : кривые 1,3,5 — $\sigma = 40$ мкм; кривые 2,4,6 — $\sigma = 125$ мкм и разной полной вводимой мощности: кривые 1,2 — $P_{in} = 0.5$ Вт ($I_{peak} = 5.01$ кВт/см² — $\sigma = 40$ мкм; $I_{peak} = 1.29$ кВт/см² — $\sigma = 125$ мкм); кривые 3,4 — $P_{in} = 1$ Вт ($I_{peak} = 10.02$ кВт/см² — $\sigma = 40$ мкм; $I_{peak} = 2.59$ кВт/см² — $\sigma = 125$ мкм); кривые 5,6 — $P_{in} = 4$ Вт ($I_{peak} = 40.1$ кВт/см² — $\sigma = 40$ мкм; $I_{peak} = 10.35$ кВт/см² — $\sigma = 125$ мкм).

Как видно из рисунка 26, если вводимая полная оптическая мощность превышает 1 Вт или, что тоже самое, средняя оптическая интенсивность превышает 1 кВт/см² на один субэлемент, влияние пространственной неоднородности снова становится существенным.

Таким образом, проведённое численное моделирование двухпереходного цилиндрического *p-i-n* фотопреобразователя в режиме импульсного воздействия выявило качественно иное поведение напряжения на ФП от времени по сравнению со случаем стационарного возбуждения, а именно — более выраженную чувствительность к радиальной неоднородности лазерного излучения.

Однако, необходимо подчеркнуть, что радиальная неоднородность оптического импульса начинает играть значительную роль лишь при тех значениях параметров импульса, когда в фотоотклике (импульсе напряжения) появляется полка и длительность фотоотклика существенно увеличивается, то есть возникает эффект насыщения. Можно полагать, что данная картина сохранится и для более сложных видов пространственной неоднородности. Учитывая вышесказанное, в последующих расчётах мы пренебрегли влиянием пространственной неоднородности, поскольку нас интересовали случаи, когда эффект насыщения, который ухудшает характеристики фотопреобразователя, отсутствует.

4.2. Моделирование униполярных импульсных сигналов двух-, трёх- и шестипереходных фотопреобразователей

Настоящий раздел посвящен численному исследованию особенностей преобразования субнаносекундных лазерных импульсов в электрический ток многопереходными ФП, подключёнными к нагрузке 50 Ом. Основное внимание уделено двух- и трёхпереходным структурам с учётом сложностей моделирования, которые описывались в третьей главе.

При численном моделировании использовались нестационарные уравнения переноса носителей заряда в результате чего в слоях объемного заряда p - n переходов появляется дополнительная разновидность электрического тока – ток смещения:

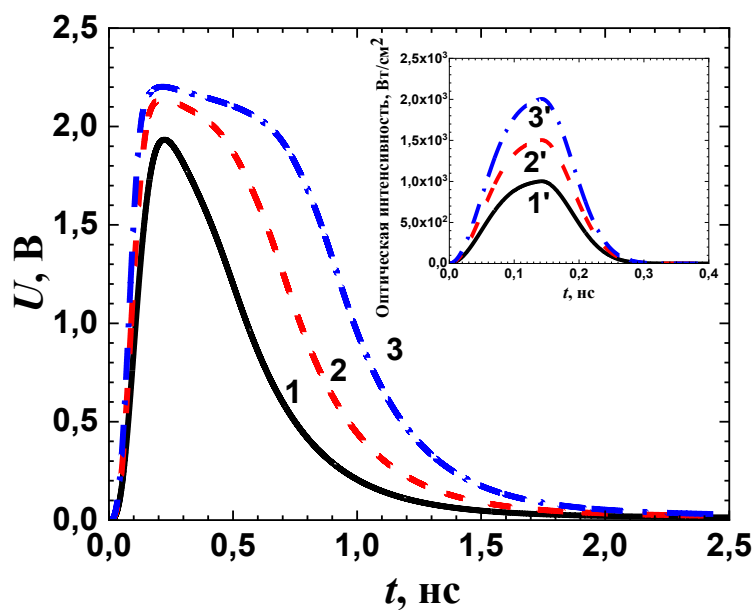
$$J = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}, \quad (52)$$

который, как будет видно из дальнейшего, играет чрезвычайно важную роль в преобразовании субнаносекундных лазерных импульсов. В остальном постановка задачи осталась прежней. Рассматривался процесс межзонного туннелирования с введением дополнительного рекомбинационного члена в диффузионно-дрейфовые уравнения на основе нелокальной модели [125]. В расчётах эта величина составляла около 250 А/см^2 , что было достигнуто, в том числе, выбором меньших, чем в предыдущей главе, эффективных масс туннелирования $m_e = 0.044m_0$ и $m_h = 0.44m_0$. Излучение с длиной волны 830 нм, как и ранее, вводилось через фронтальную p -область.

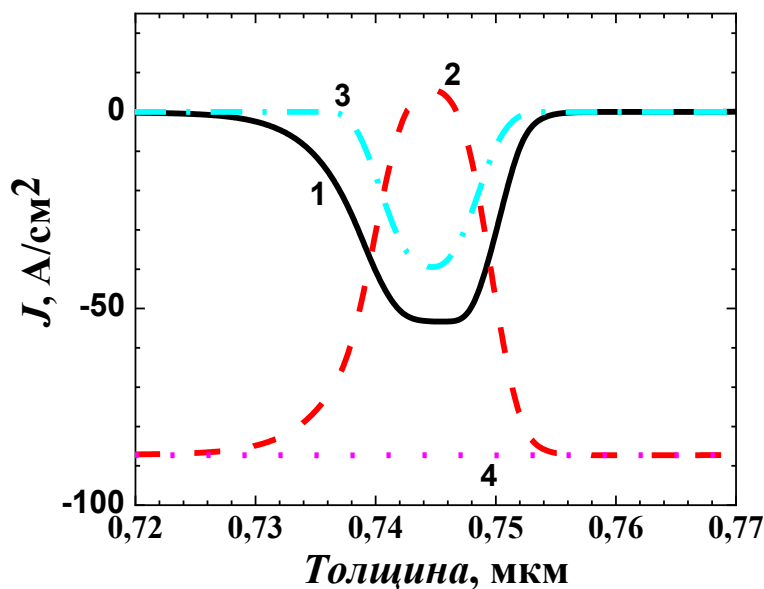
Параметры структур двух- и трёх- переходных p - i - n ФП представлены в таблицах 11 (в разделе 4.1) и 8 (в разделе 3.2.3), соответственно, включали широкозонное окно, два или три субэлемента, тыльный барьер и буфер. Коэффициент поглощения зависел от концентрации легирующей примеси согласно данным [120].

Длительность лазерного импульса во всех расчётах для данной главы была постоянной и составляла $\text{FWHM} = 140 \text{ пс}$.

На рисунке 27а представлены фотоотклики двухпереходного ФП на оптические импульсы, показанные на вставке.



а



б

Рис. 27. а) Фотоотклики двухпереходного ФП на лазерные импульсы с пиковой интенсивностью $I_{peak} = 1.02, 1.53, 2.04 \text{ кВт}/\text{см}^2$ (кривые 1-3, соответственно) длительностью 140 пс и длиной волны 830 нм. Форма лазерных импульсов показана на вставке. б) Распределения плотности тока смещения (кривая 1), суммарного диффузионно-дрейфового тока электронов и дырок (кривая 2), туннельного тока (кривая 3) и полного тока (кривая 4) в области ТД двухпереходного ФП в момент времени 217 пс при $I_{peak} = 1.53 \text{ кВт}/\text{см}^2$.

Видно, что при пиковой интенсивности большей 1.5 кВт/см^2 , максимальное напряжение на нагрузке практически достигает насыщения. В этот момент электрическое поле в субэlementе теряет способность эффективно разделять носители заряда. Кроме того, наблюдается увеличение длительности отклика, что проявляется в удлинении импульса напряжения. Наблюдаемое явление подробнее будет рассмотрено в разделе 4.2.1.

Максимальная плотность тока в двухпереходном ФП достигает 88 А/см^2 при 1.53 кВт/см^2 (в пике фотоотклика). При этом эффективность преобразования около 10% (отношение мощности в пике фотоотклика к падающей оптической мощности). Важной особенностью импульсного режима работы МФП, как было отмечено ранее, является ток смещения, который в случае коротких импульсов может достигать больших значений в областях объёмного заряда $p-n$ переходов. В фотоактивных переходах ток смещения приводит к уменьшению полного тока, а в туннельном диоде, наоборот, вклад тока смещения в полный ток оказывается положительным. Распределение различных составляющих полного тока в области ТД двухпереходного ФП в момент, когда напряжение на нагрузке достигает своего максимального значения в импульсе показано на рисунке 27б. Видно, что суммарный диффузионно-дрейфовый ток электронов и дырок практически равен нулю, тогда как ток смещения превышает туннельный ток на 30%. Это свидетельствует о том, что лишь незначительная часть носителей заряда, достигающих ТД, туннелирует через барьер. Остальные носители не могут преодолеть барьер, что приводит к формированию диполя и снижению поля в ТД. В результате возникает ток смещения, который даёт основной вклад в ток, протекающий между смежными субэlementами. Учитывая малую длительность оптического импульса, можно предположить, что данный эффект возникает вследствие значительной интенсивности излучения. Для подтверждения этой гипотезы были проведены аналогичные расчёты при значительно меньших оптических интенсивностях излучения. Результаты этих расчётов представлены на рисунке 28. Оказалось, что даже при пятикратном снижении оптической интенсивности ток смещения доминирует над туннельным током, хотя разница между ними существенно уменьшается при уменьшении оптической интенсивности. И только при интенсивности излучения меньшей 0.1 кВт/см^2 туннельный ток начинает определять величину электрического тока через ФП.

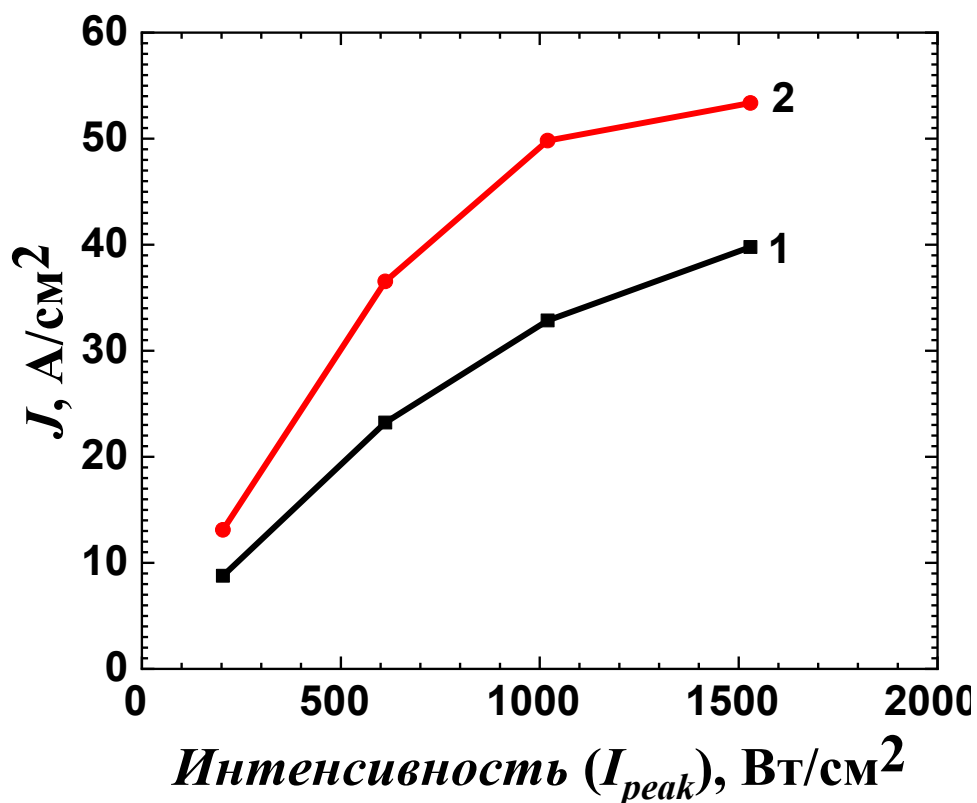


Рис. 28. Зависимость плотности тока в области туннельного диода от пиковой интенсивности лазерного излучения для двухпереходного ФП: кривая 1 – плотность туннельного тока; кривая 2 – плотность тока смещения.

Полученные результаты указывают на то, что туннельные диоды не являются критически важными при преобразовании коротких мощных лазерных импульсов (в отличие от случая преобразования стационарного излучения). Для подтверждения этого вывода были проведены дополнительные расчёты без учёта туннельного эффекта. Полученные зависимости напряжения на ФП от времени практически совпали с аналогичными зависимостями, полученными ранее с учётом туннельного эффекта (см. рис. 27а). Это позволяет заключить, что при создании импульсных фотопреобразователей нецелесообразно стремиться к достижению высокого совершенства ТД. Можно даже отказаться от туннельно-прозрачных переходов между субэлементами, ограничиваясь структурами типа *pn-pn*. Для подтверждения данного вывода были проведены расчёты при меньших уровнях легирования *p*- и *n*-слоёв ТД с учётом туннельного эффекта. Результаты показывают (см. рис. 29а), что даже в условиях исчезновения туннельного эффекта, обусловленного снижением концентрации примеси в слоях ТД, наблюдается лишь небольшое ухудшение характеристики фотоотклика: пиковая амплитуда напряжения на ФП уменьшается не более чем на 8%.

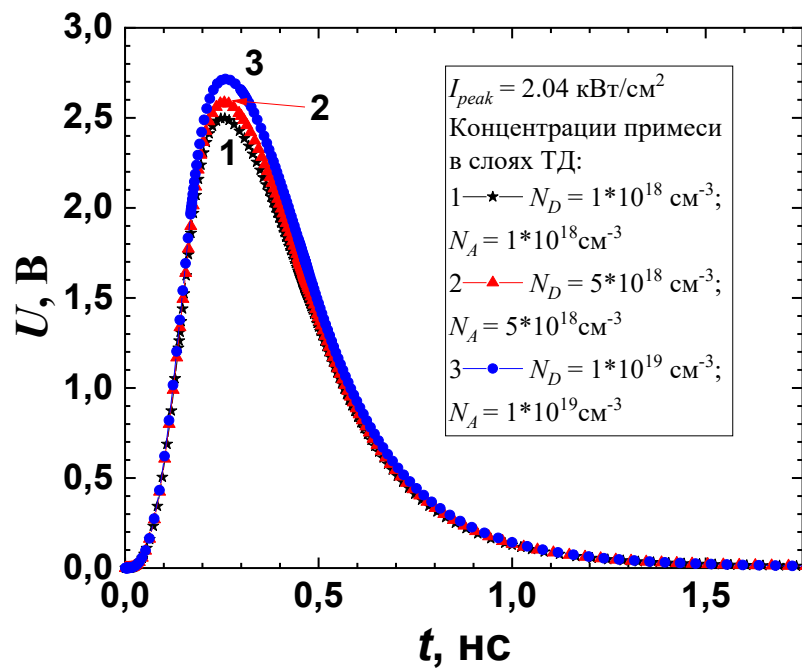
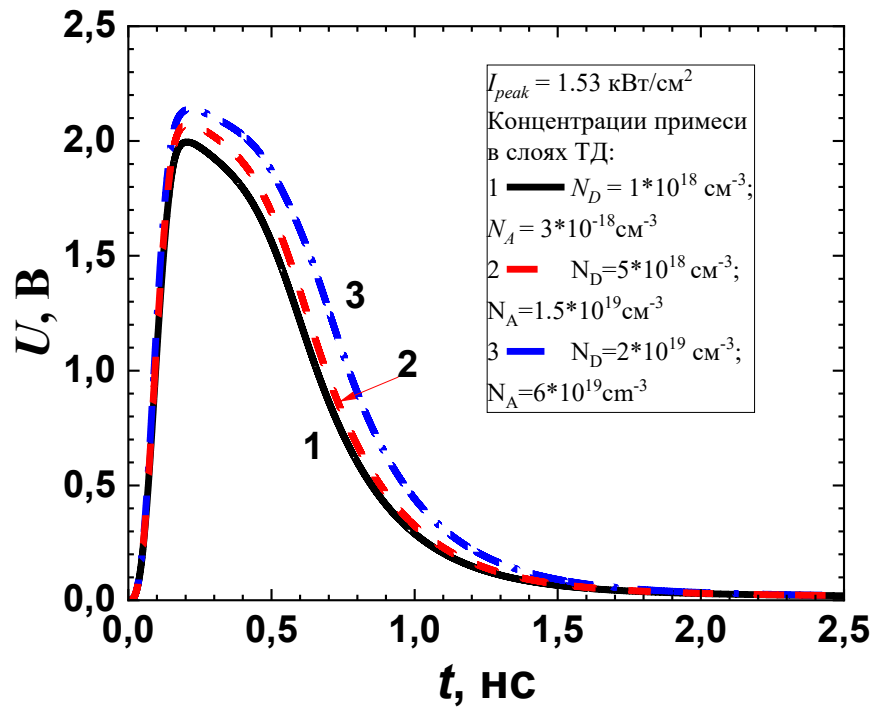


Рис. 29. Фотоотклики ФП при различной концентрации легирующей примеси в слоях ТД: а) двухпереходного ФП при $I_{peak} = 1.53 \text{ кВт/см}^2$: кривая 1 – $N_D = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_A = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; кривая 2 – $N_D = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_A = 1.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$; кривая 3 – $N_D = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $N_A = 6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$; б) трёхпереходного ФП при $I_{peak} = 2.04 \text{ кВт/см}^2$: кривая 1 – $N_D = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_A = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; кривая 2 – $N_D = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_A = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; кривая 3 – $N_D = 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $N_A = 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Таким образом, исключение ТД из структуры МФП приводит лишь к незначительному снижению амплитуды напряжения на нагрузке (кривая 1 на рисунке 29а), но существенно упрощает технологию изготовления МФП.

Аналогичные результаты получены и для трёхпереходных ФП (см. рис. 29б), моделирование которых, в отличие от стационарного случая, в импульсном удалось выполнить с двумя туннельными диодами, с уменьшением точности вычислительной сетки. Меньший прирост амплитуды импульса напряжения при переходе от двухпереходного к трёхпереходному ФП можно объяснить, во-первых, меньшей оптической интенсивностью, приходящейся на один субэлемент в трёхпереходном устройстве, а, во-вторых, ухудшением согласования токов в субэлементах. При этом эффективность преобразования в максимуме импульса напряжения в трёхпереходном ФП оказывается выше и составляет 13-15%.

С другой стороны, интересно отметить следующий факт: возрастание амплитуды напряжения с увеличением легирования ТД происходит независимо от наличия или отсутствия туннельного эффекта. Более того, для трёхпереходного ФП – это возрастание оказывается сильнее, чем для двухпереходного. Это следует из того, что кривой 3 на рисунке 29б соответствует существенно меньший уровень легирования, чем кривой 3 на рисунке 29а. Поэтому можно ожидать, что при большом числе переходов снижение концентрации легирующей примеси в окрестности переходов, соединяющих субэлементы, приведёт к более значительному снижению эффективности преобразования, чем это было получено в случае двух- и трёхпереходных ФП.

В качестве дополнительного подтверждения сделанных выводов о роли туннельных диодов была рассмотрена задача, в которой ТД в двухпереходном $p-i-n$ ФП был заменён слоем диэлектрика равной толщины. Результаты расчёта фотоотклика для различных диэлектрических материалов показаны на рисунке 30.

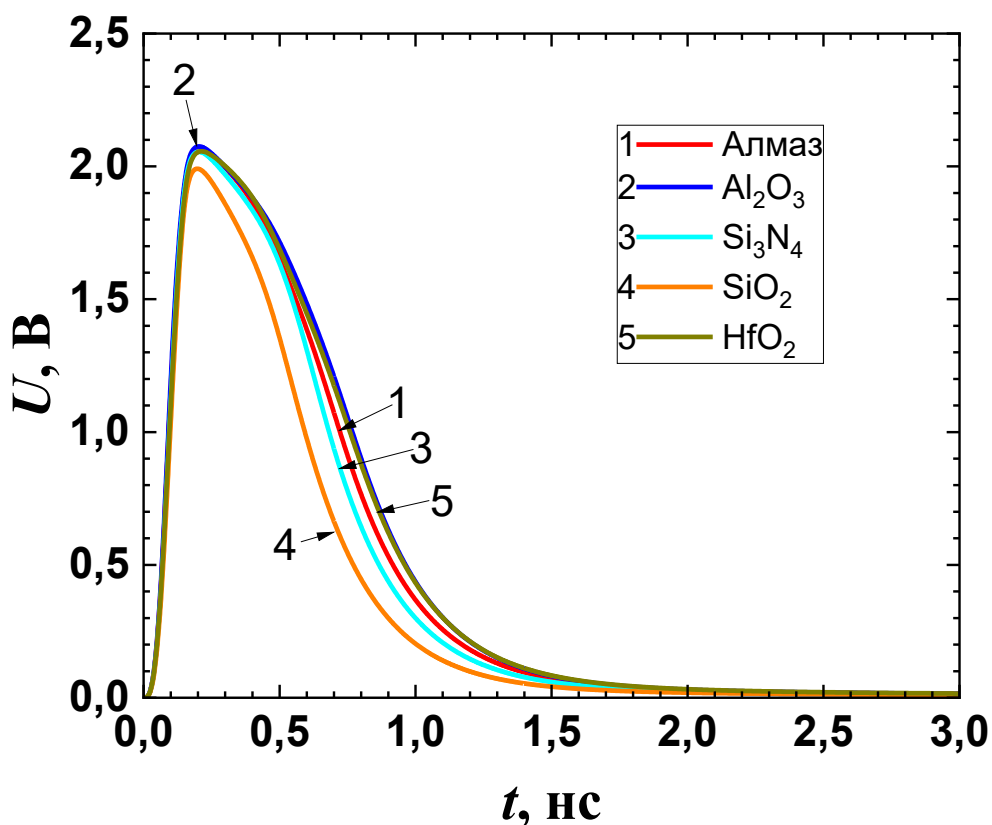


Рис. 30. Зависимость напряжения на двухпереходном *p-i-n* ФП от времени при $I_{peak} = 1.53 \text{ кВт/см}^2$, $\text{FWHM} = 140 \text{ пс}$, $\lambda = 830 \text{ нм}$ для различных диэлектрических материалов: кривая 1 – Алмаз; кривая 2 – Al_2O_3 ; кривая 3 – Si_3N_4 ; кривая 4 – SiO_2 ; кривая 5 – HfO_2 .

Расчётные данные (рис. 30) демонстрируют, что пиковое напряжение, несмотря на некоторое снижение относительно аналогичного ФП с туннельным диодом на рисунке 29а (кривая 1), остаётся достаточно высоким (порядка 2 В) и превышает аналогичный показатель для однопереходного фотоэлектрического преобразователя (рис. 34 в разделе 4.2.1) приблизительно в два раза.

Как уже было отмечено ранее, моделирование МФП с количеством ТД более одного представляет достаточно большую проблему из-за плохой сходимости итерационных процессов и необходимости значительного увеличения объёма используемой вычислительной памяти. Полученные выше результаты показывают, что для исследования МФП в импульсном режиме вследствие доминирования токов смещения хорошие результаты дают упрощённые модели, в которых эффект квантового туннелирования не учитывается. Такой подход был применён для численного анализа характеристик шестипереходного ФП.

Структура шестипереходного ФП аналогична структурам двух- и трёхпереходных ФП. Уровни легирования p -, i - и n - областей соответствуют значениям, приведённым для упомянутых типов ФП. Оптические толщины субэлементов составляли 0.172, 0.208, 0.283, 0.359, 0.565 и 1.427 соответственно. Туннельные диоды включены в структуру МФП, однако их функция ограничивается увеличением толщины примыкающих субэлементов и изменением слоя объёмного заряда вблизи границы между ними.

На рисунке 31а показан фотоотклик шестипереходного ФП при различной пиковой оптической интенсивности импульса в случае, когда легирование ТД составляло $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

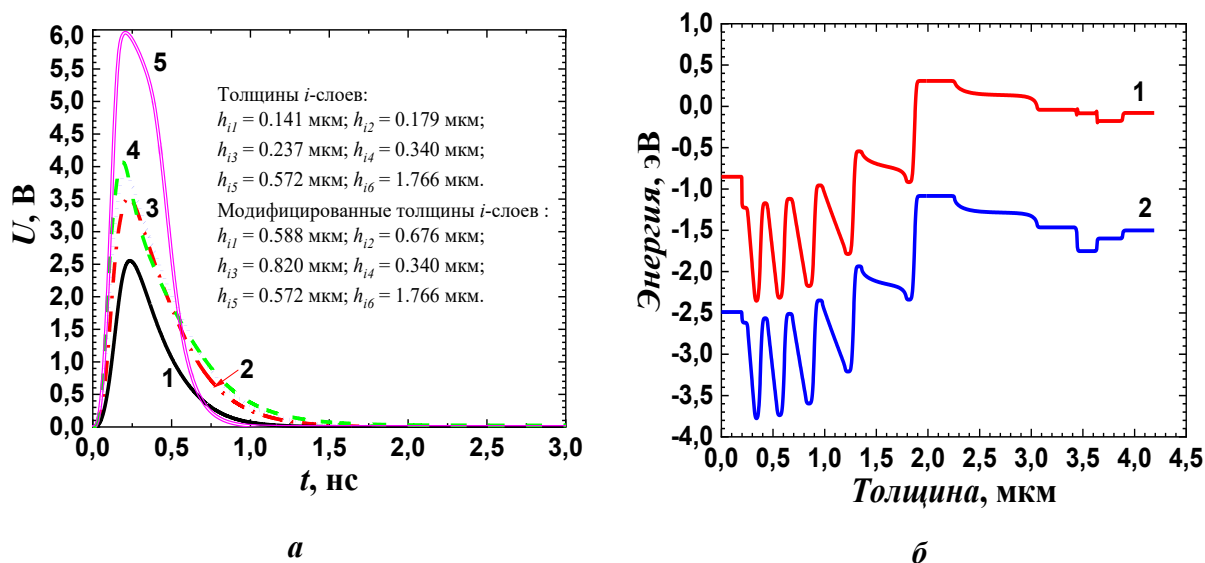


Рис. 31. а) Фотоотклики шестипереходного ФП при разной пиковой интенсивности лазерного излучения при легировании в слоях ТД $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$: кривая 1 – 4.08 кВт/см^2 ; кривая 2 – 8.16 кВт/см^2 ; кривая 3 – 12.2 кВт/см^2 ; кривая 4 – 16.3 кВт/см^2 ; кривая 5 – с заменой в первых трёх субэлементах $GaAs$ на $AlGaAs$ (8.16 кВт/см^2). б) Зонная диаграмма шестипереходного ФП в момент времени $t = 236 \text{ пс}$ при пиковой интенсивности лазерного излучения 4.08 кВт/см^2 : кривая 1 – зона проводимости; кривая 2 – валентная зона.

Видно, что даже при оптической интенсивности излучения 16.3 кВт/см^2 значение пикового напряжения в шестипереходном ФП лишь незначительно превышает 4 В, что составляет примерно 0.7 В на один субэлемент, тогда как для двух- и трёхпереходных ФП этот показатель был близок к 1 В. Это свидетельствует о том, что дальнейшее увеличение числа фотоактивных p - n переходов в подобной структуре приводит к снижению эффективности работы МФП. Причина данного явления понятна из рисунка 31б, где показана зонная диаграмма шестипереходного ФП в момент времени $t = 236 \text{ пс}$, когда напряжение достигает максимума.

Видно, что основная часть напряжения приходится на последние три субэлемента. Хотя изменения потенциала в слоях объёмного заряда на границах между субэлементами практически одинаковы, смещения p - i - n переходов внутри субэлементов значительно различаются. В первых трёх субэлементах они оказываются значительно меньше и близки по абсолютной величине к изменениям потенциала на соединительных p - n переходах между субэлементами. Поэтому падения напряжения на этих субэлементах оказываются незначительными. Этот эффект может быть обусловлен как недостаточной толщиной первых субэлементов, так и недостаточным уровнем легирования в окрестности границы между субэлементами.

Для проверки влияния первого фактора материал первых трёх субэлементов был заменён с $GaAs$ на $AlGaAs$, что позволило увеличить геометрическую толщину этих субэлементов при сохранении их оптической толщины. Результаты расчётов показали, что данное предположение верно: амплитуда импульса напряжения увеличилась более чем в полтора раза (кривые 2 и 5 на рисунке 31а).

Для проверки второго фактора уровень легирования соединительных n - p переходов был увеличен до уровня легирования туннельных диодов $N_D = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и $N_A = 6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Результат также оказался положительным. Максимальное напряжение в фотоотклике превысило 5 В при оптической интенсивности большей 8.16 кВт/см^2 (см. рис. 32). Более того, таким методом была рассчитана модель двенадцатипереходного ФП, в которой было получено пиковое напряжение фотоотклика 9.5 В.

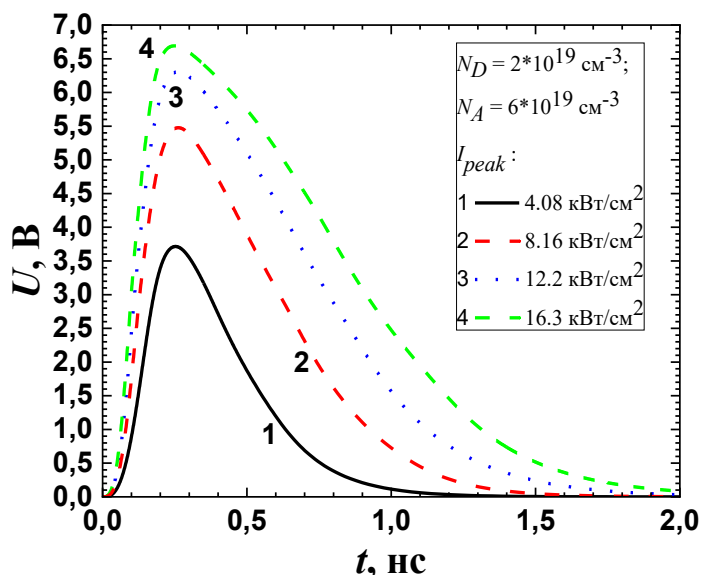


Рис. 32. Фотоотклики шестипереходного ФП при разной пиковой интенсивности лазерного излучения при легировании в слоях ТД $N_D = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и $N_A = 6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$: кривая 1 – 4.08 кВт/см^2 ; кривая 2 – 8.16 кВт/см^2 ; кривая 3 – 12.2 кВт/см^2 ; кривая 4 – 16.3 кВт/см^2 .

Таким образом, полученные результаты показывают, что для преобразования субнаносекундных мощных лазерных импульсов в структурах МФП допустимо без значительного уменьшения эффективности либо полностью исключить ТД из конструкции, либо значительно ослабить требования к параметрам ТД, по крайней мере, если число субэлементов невелико. Физическая причина этого состоит в том, что в указанных импульсных режимах в соединяющем субэлементах $n-p$ переходе доминирующую роль играет ток смещения.

По результатам работы четвертой главы опубликована статья [А8].

4.2.1. Сравнение преобразования субнаносекундных лазерных импульсов однопереходными и трёхпереходными фотопреобразователями

В рамках данного раздела решаются две взаимосвязанные задачи. Первая заключается в изучении и сравнительном анализе динамических характеристик импульсного фотоотклика однопереходного и трёхпереходного ($AlGaAs/GaAs$ $p-i-n$ ФП) в фотовольтаическом режиме работы. Вторая задача состоит в детальном исследовании явления уширения (увеличения длительности) фотоотклика, которое наблюдалось в экспериментах с однопереходными ФП и которое можно видеть в случае двухпереходного $p-i-n$ ФП на рисунке 27а раздела 4.2. Реализация поставленных целей позволит получить новые сведения о механизмах уширения и борьбы с ним.

Технологическая схема структуры однопереходного $AlGaAs/GaAs$ $p-i-n$ ФП, полученная соавторами диссертанта [А9], представлена в таблице 13.

Таблица 13. Технологическая схема структуры однопереходного $p-i-n$ $AlGaAs/GaAs$ ФП, возбуждаемой лазерным импульсом ($\lambda = 850$ нм, $\tau_{0.5} = 140$ пс).

Материал	$N_D, \text{см}^{-3}$	$N_D, \text{см}^{-3}$	Толщина, мкм
p^+-GaAs	-	$7 \cdot 10^{19}$	0.4
$p-Al_{0.6}Ga_{0.4}As$	-	$1 \cdot 10^{19}$	0.04
$p-Al_{0.12}Ga_{0.88}As$	-	$5 \cdot 10^{19}$	2
$p-GaAs$ (эмиттер)	-	$1 \cdot 10^{16} \rightarrow 2 \cdot 10^{18}$	0.7
n_0-GaAs (i -область)	$1 \cdot 10^{14}$	-	1
$n-GaAs$ (база)	$5 \cdot 10^{17}$	-	0.5
$n^+-AlAs/GaAs$ (БО)	$2 \cdot 10^{18}$	-	0.2
n^+-GaAs (буфер)	$6 \cdot 10^{18}$	-	0.25
n^+-GaAs (подложка)	$2 \cdot 10^{18}$	-	300

Выполнено моделирование экспериментальных образцов одно- и трёхпереходных ФП при их возбуждении лазерными импульсами длительностью на половине высоты максимума $\text{FWHM} = 140$ пс, длиной волны $\lambda = 850$ нм и пиковой интенсивностью лазерного импульса, изменяющейся в интервале $I_{\text{peak}} = 1.14 - 9.6$ кВт/см².

Теоретический расчёт импульсных характеристик исследуемых однопереходных $p-i-n$ ФП выполнялся с учётом особенностей электрической схемы включения, представленной на рисунке 33, которая приближена к экспериментальной. Схемотехническое моделирование включало следующие компоненты: номинальное сопротивление нагрузки величиной 50 Ом; паразитные параметры монтажной конструкции, обусловленные: сопротивлением монтажа в структуре микрополосковой линии; индуктивными составляющими (50 нГн), формирующимися при монтаже однопереходного ФП; ёмкостью (30 пФ), возникающей вследствие особенностей схемной реализации.

Отметим, что при численном моделировании импульсных характеристик фотоотклика верхние подконтактные слои не включались в модель, поскольку они не принимают непосредственного участия в процессе генерации носителей заряда.

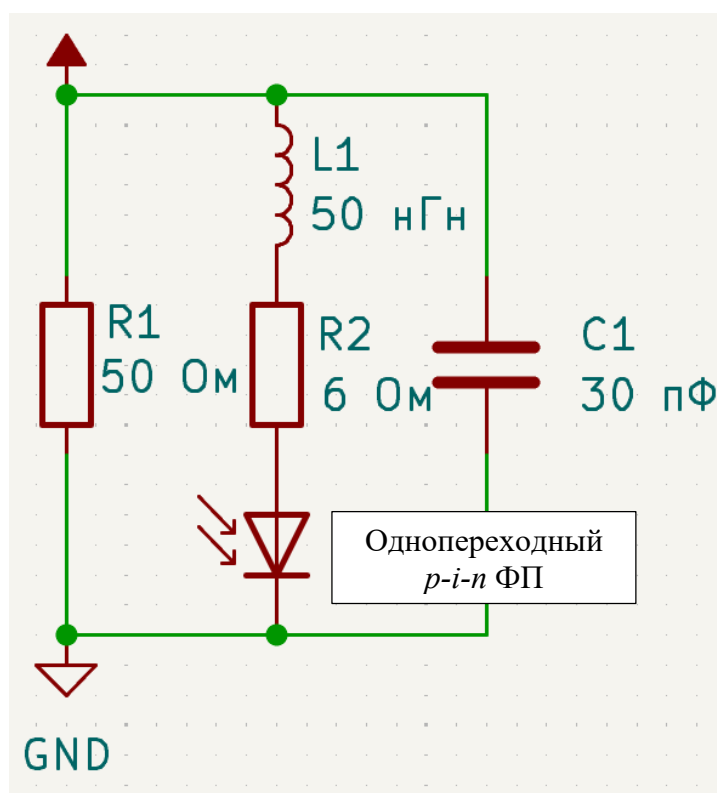


Рис. 33. Электрическая схема включения однопереходного $p-i-n$ $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ ФП.

В результате численного моделирования структуры, соответствующей экспериментальному образцу однопереходного $AlGaAs/GaAs$ $p-i-n$ ФП, получены характеристики фотооткликов при двух значениях пиковой интенсивности лазерного излучения 1.14 и 5.3 кВт/см², которые были аналогичны опытным данным. Сравнение расчётных импульсов с измеренными импульсами, представленными на рисунке 34, показывает их качественное совпадение. При этом, следует отметить, что пиковые значения напряжения на нагрузке, полученные в расчёте, несколько превышают соответствующие экспериментальные значения. Расхождение параметров может быть обусловлено следующими факторами: отклонениями модельных параметров от реальных параметров экспериментально выращенной структуры, отсутствием учёта теплового нагрева ФП в расчётной модели, а также, возможно, неоднородным распределением интенсивности лазерного излучения по фотоактивной поверхности ФП.

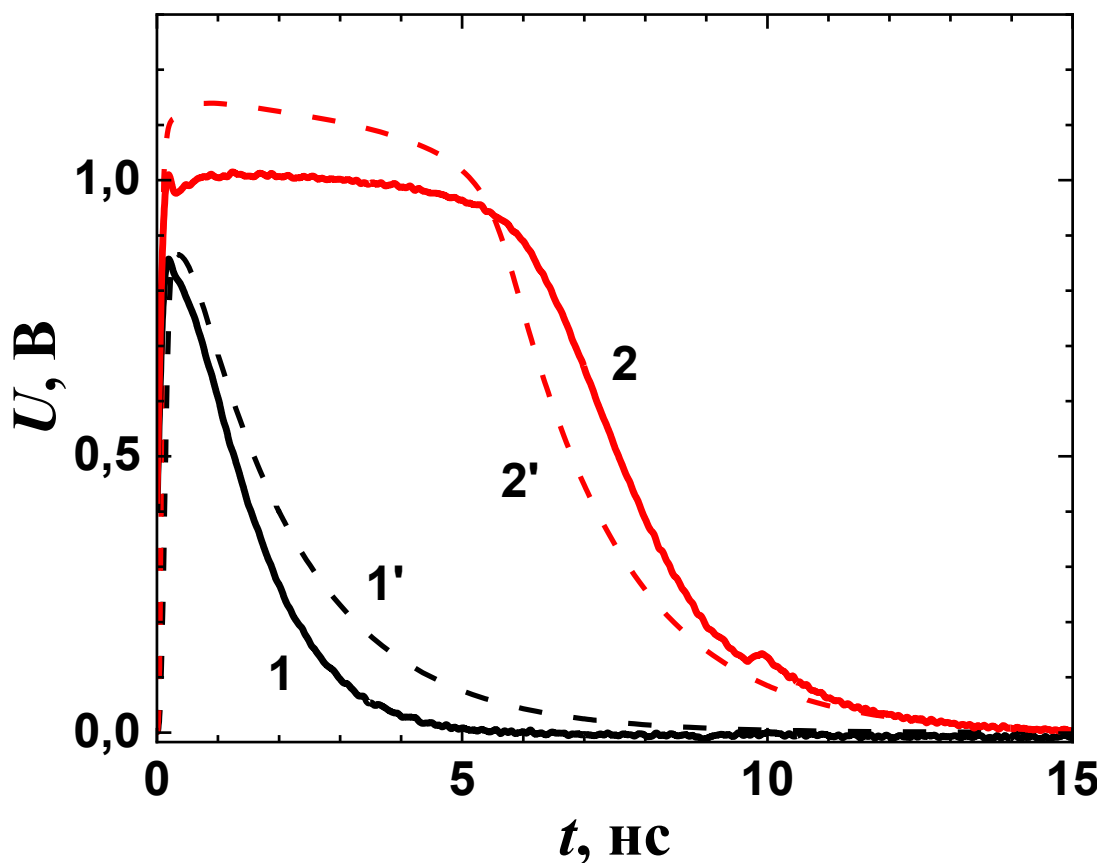


Рис. 34. Сравнение экспериментальных (кривые 1, 2) и расчётных (кривые 1', 2') импульсов фотоотклика при интенсивностях излучения 1.14 кВт/см² (кривые 1, 1') и 5.3 кВт/см² (кривые 2, 2').

Кроме того, можно видеть, что при пиковой интенсивности лазерного излучения 5.3 кВт/см², как и в эксперименте, так и в расчёте отмечается уширение импульса

фотоотклика и длительность импульса на полувысоте амплитуды достигает 7.54 нс. Аналогичное уширение фиксировалось и при моделировании двухпереходного *p-i-n* ФП, фотоотклик которого приведен на рисунке 27а раздела 4.2.

Чтобы понять причину наблюдаемого явления обратимся к распределению электрического поля по толщине структуры однопереходного *p-i-n* ФП представленного на рисунке 35.

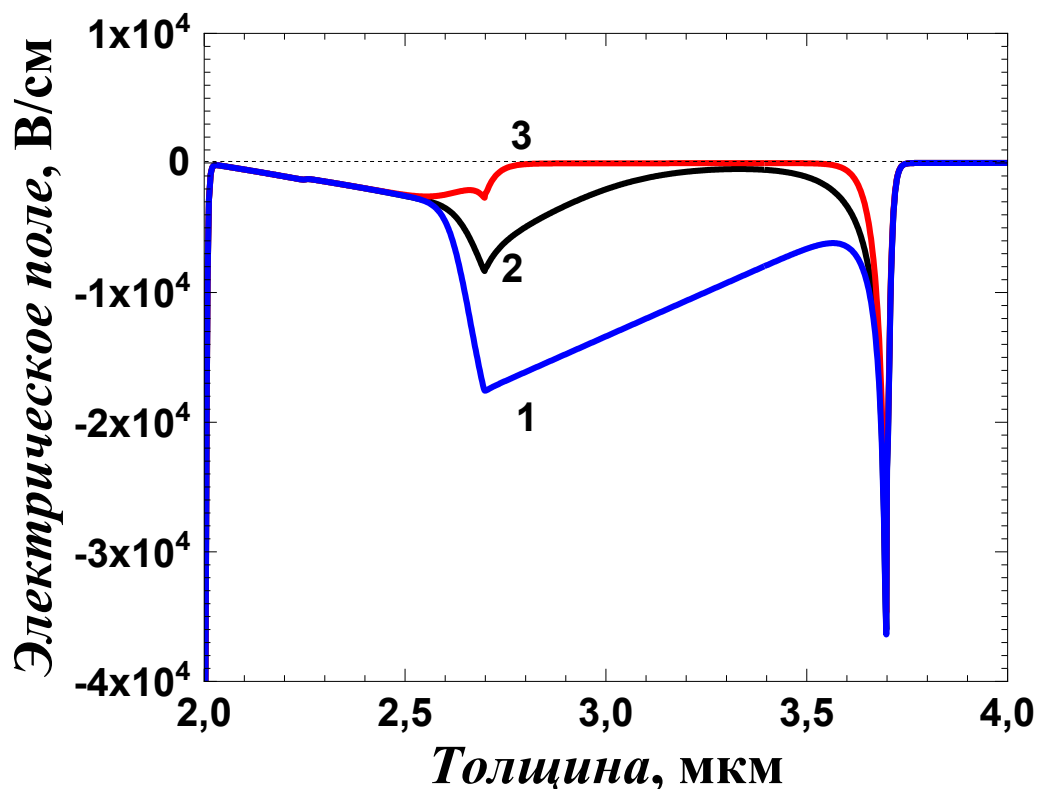


Рис. 35. Распределение напряжённости электрического поля в области объёмного заряда однопереходного *p-i-n* ФП: кривая 1 – в начальный момент времени; кривые 2 и 3 – в максимуме амплитуды импульса фотоотклика при пиковой интенсивности лазерного излучения 1.14 кВт/см² и 5.3 кВт/см², соответственно.

Как видно из рисунка 35, при пиковой интенсивности лазерного излучения $I_{peak} = 5.3$ кВт/см² наблюдается увеличение длительности фотоотклика. Причиной является рост концентрации неравновесных носителей с повышением интенсивности излучения, вызывающий снижение электрического поля в слое объёмного заряда и, как следствие, увеличение времени разделения носителей. В результате, с одной стороны, сильно увеличилась длительность фотоотклика, а, с другой, - увеличилась рекомбинация, что вызывает прекращение роста амплитуды напряжения.

Перейдём к сопоставлению расчётных и экспериментальных данных по фотоотклику трёхпереходных *p-i-n* ФП. Для этого случая электрическая схема,

представленная на рисунке 33, была упрощена путём исключения паразитных элементов монтажа. Расчёт выполнен для технологической структуры (см. таблицу 8 раздела 3.2.3), полученной соавторами диссертанта [А9]. Площадь фотоактивной поверхности образцов характеризовались диаметром мезы, которая составляла около 250 мкм.

В качестве дополнительного экспериментального ориентира приведём данные по однопереходному $p-i-n$ ФП при $I_{peak} = 5.3$ кВт/см², где зафиксировано уширение фотоотклика.

Сопоставление фотооткликов по расчётным моделям и экспериментальным данным представлено на рисунке 36.

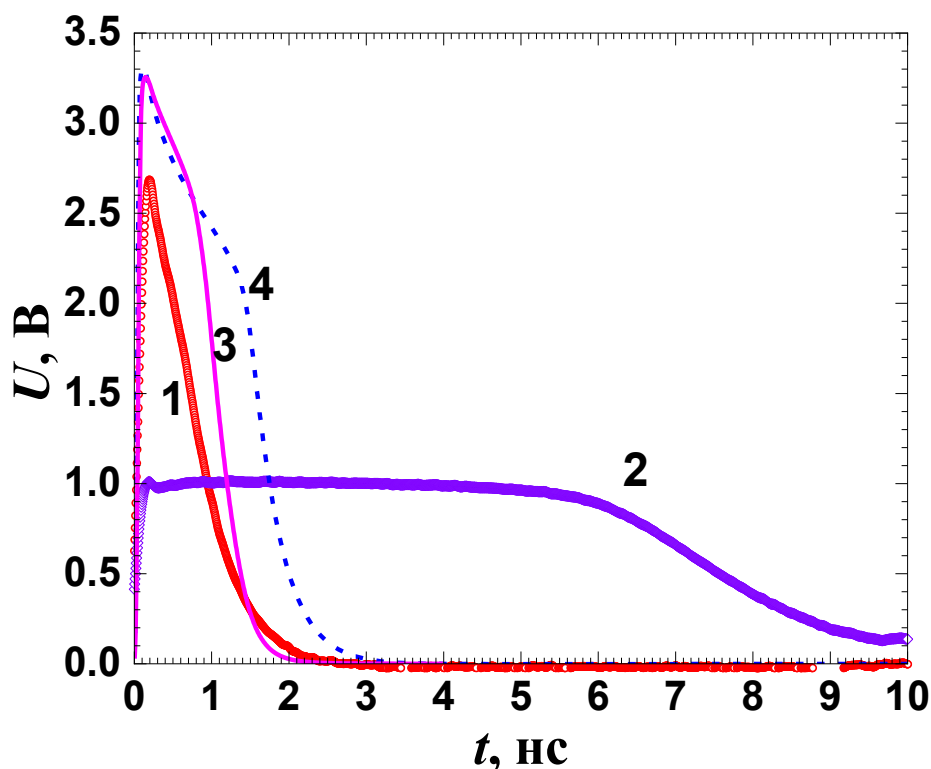


Рис. 36. Импульсы фотоотклика ФП: Экспериментальные кривые фотоотклика 1, 2 – трёхпереходного ФП при оптической интенсивности ~ 9.6 кВт/см² и однопереходного ФП при интенсивности лазерного излучения 5.3 кВт/см² соответственно; Рассчитанные по аналогии с технологической структурой кривая 3 – при интенсивности 5.3 кВт/см², кривая 4 – при интенсивности 9.6 кВт/см².

Из рисунка 36 видим, что численная модель трёхпереходного ФП (кривая 4) с технологически закладываемыми параметрами при интенсивности 9.6 кВт/см², приводит к небольшому уширению импульса фотоотклика, в отличие от экспериментальной структуры, для которой не наблюдается увеличение длительности. Это может быть связано с отличием реального устройства от учитываемых значений при моделировании, а также не

включённых в электрическую схему паразитных элементов монтажа. Кроме того, сравнение трёхпереходного с однопереходным ФП показывает, что длительность уменьшилась и возросло пиковое значение напряжения.

Другим подходом для достижения соответствия кривых 1 и 4, представленных на рисунке 36, стало введение в модель единственного параметра внутренней квантовой эффективности. Результаты данных расчётов приведены на рисунке 37.

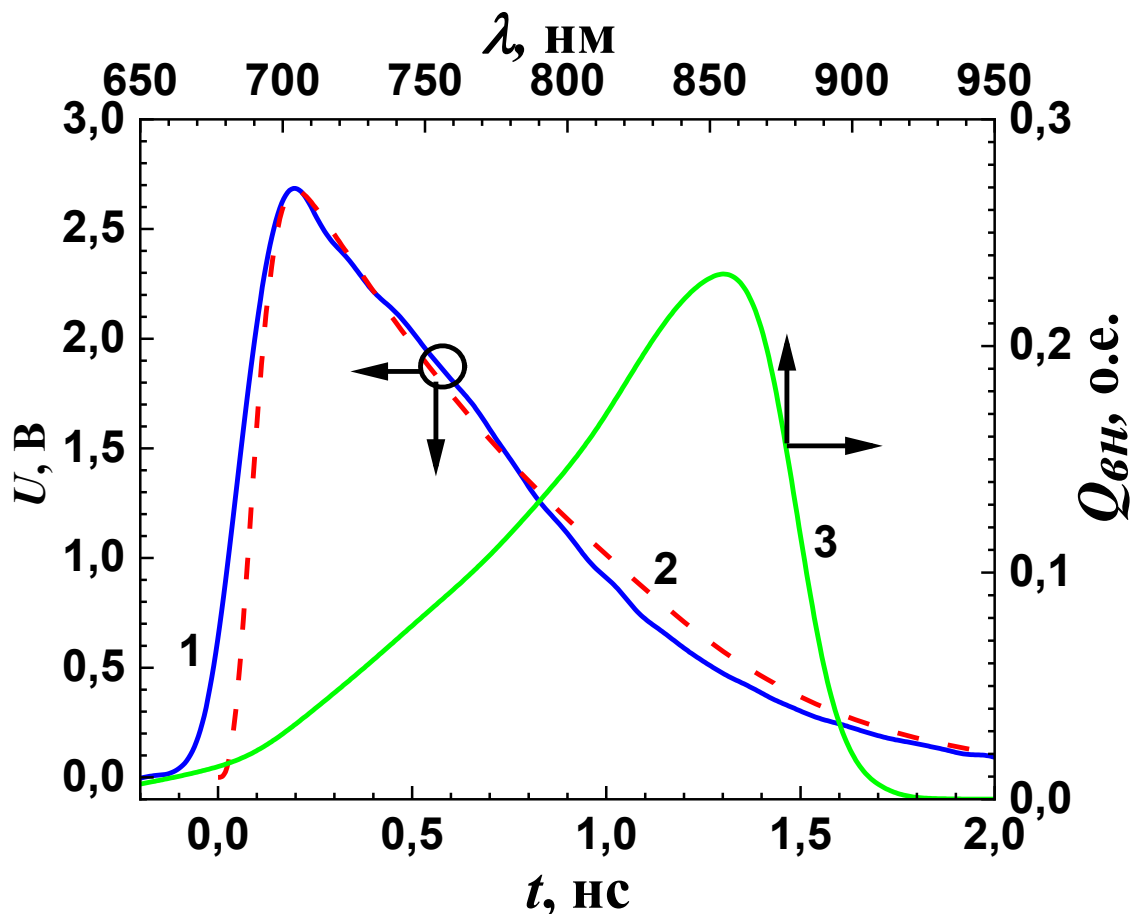


Рис. 37. Импульсы фотоотклика монолитного трёхпереходного $AlGaAs/GaAs$ $p-i-n$ ФП в фотовольтаическом режиме, (кривая 1 – эксперимент, кривая 2 – расчёт); кривая 3 – спектральная зависимость внешнего квантового выхода фотоотклика МФП. Оптический импульс, подаваемый на ФП, был с вводимой полной оптической мощностью 4.7 Вт (пиковая интенсивность 9.6 кВт/см^2) и длительностью 140 пс.

Успешное согласование расчётных и экспериментальных кривых на рисунке 37 служит подтверждением правильности используемых моделей и подобранных толщин субэлементов.

Причину того, что для трёхпереходного $p-i-n$ ФП не наблюдается уширения, можем проверить с помощью рассмотрения распределения напряжённости электрического поля

(см. рис. 38), например, для расчётной структуры с технологически заданными параметрами, при двух значениях пиковой интенсивности лазерного излучения 5.3 кВт/см^2 и 9.6 кВт/см^2 (рисунок 36 кривые 3, 4).

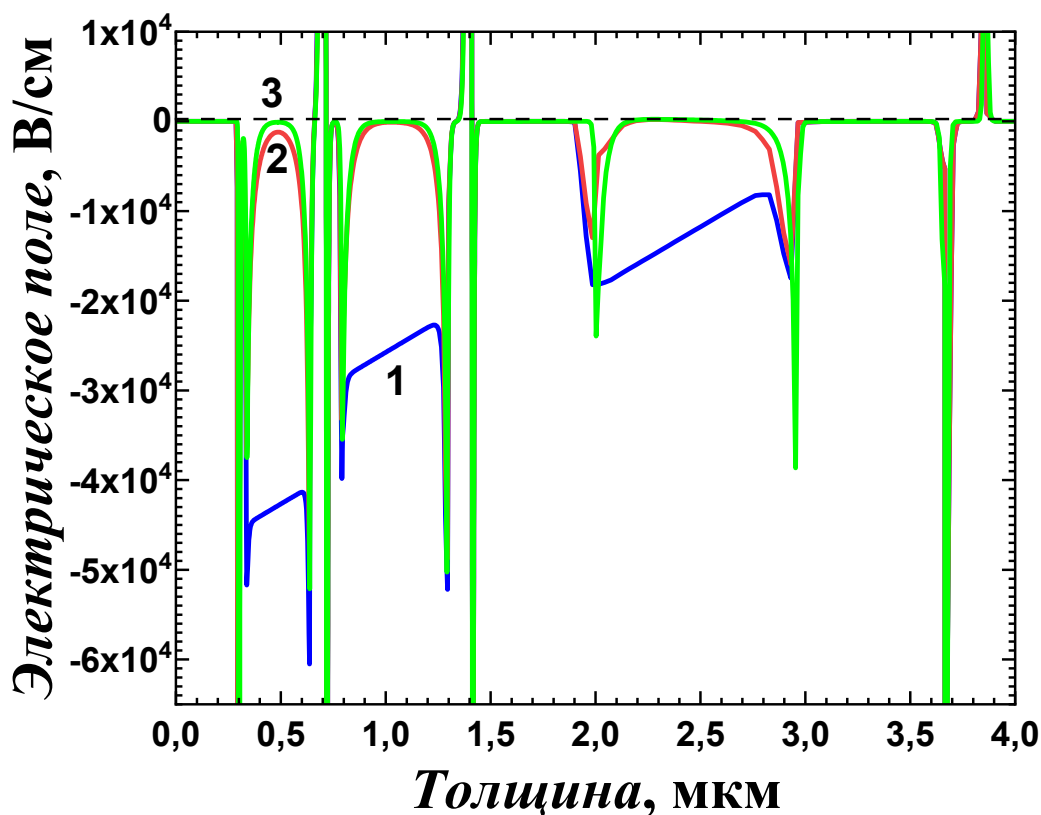


Рис. 38. Распределение напряжённости электрического поля по толщине ООЗ трёхпереходного *AlGaAs/GaAs p-i-n* ФП (технологически заданные параметры) при возбуждении разной пиковой интенсивностью лазерного излучения: кривая 1 – в начальный момент времени; кривая 2 – в максимуме амплитуды импульса фотоотклика (5.3 кВт/см^2); кривая 3 – в максимуме амплитуды импульса фотоотклика (9.6 кВт/см^2).

Вводимая полная мощность лазерного излучения в трёхпереходном *p-i-n* ФП распределяется между тремя субэлементами. Соответственно, на основании данных рисунка 38 можно заключить, что электрическое поле только третьего субэлемента находится вблизи нуля и разделяет носители заряда неэффективно, однако во фронтальном субэлементе оно сохраняется на уровне около 1.2 кВ/см и не снижается до нуля. Аналогичная ситуация наблюдается и для второго перехода – поле в нём также не достигает нулевых значений. Благодаря этому эффекту становится возможным увеличение пиковой интенсивности воздействующего излучения без риска локальной оптической перегрузки отдельных переходов, что повышает эксплуатационные характеристики устройства.

Сравнительный анализ параметров всех импульсов приведён в таблице 14.

Таблица 14. Параметры импульсов фотоотклика экспериментальных и смоделированных на основе данных взятых из технологической схемы для однопереходных и трёхпереходных монокристаллических $p-i-n$ AlGaAs/GaAs ФП.

№	Структура	I_{peak} , кВт/см ²	U_{max} , В	$\tau_{0.5}$, нс	Примечание
1	ОП $p-i-n$ ФП эксперимент	1.14	0.857	1.46	-
		5.3	1.015	7.54	
2	ОП $p-i-n$ ФП расчёт	1.14	0.865	1.73	Технологическая схема
		5.3	1.139	6.48	
3	ТП $p-i-n$ ФП эксперимент	9.6	2.7	0.74	-
4	ТП $p-i-n$ ФП расчёт	5.3	3.2	0.99	Технологическая схема
		9.6	3.3	1.5	Технологическая схема

Согласно результатам расчётов, с одной стороны, возможно уменьшение длительности фотоотклика с увеличением пикового напряжения в трёхпереходном $p-i-n$ ФП относительно однопереходного. Вместе с тем при достижении падающей интенсивности значения, по меньшей мере, втрое превосходящей уровень для однопереходного ФП, будет фиксироваться уширение. С другой стороны, была показана причина уширения импульса фотоотклика, которая связана с уменьшением электрического поля практически до нуля, что означает неэффективное разделение носителей заряда.

Из литературных данных известно [12,131], что последовательное соединение однопереходных ФП позволяет увеличить пиковое напряжение и сократить длительность импульса (например, для передачи униполярного видеосигнала). Однако такой подход сталкивается с проблемами: ростом массогабаритных параметров, увеличением паразитных ёмкости и индуктивности (из-за пайки); сложностями согласования с нагрузкой 50 Ом (при низком сопротивлении в точке оптимальной мощности ФП). В связи с этим в следующем разделе будет рассмотрена альтернативная схема – формирование униполярного импульса на основе модуля из нескольких ФП (например, двух).

По данному разделу опубликована работа [А9]. Обратим особое внимание, что все экспериментальные структуры и результаты измерений были получены соавторами диссертанта.

4.2.2. Исследование униполярного импульса фотоотклика модулем из двух трёхпереходных $p-i-n$ ФП лазерного излучения

В предшествующем разделе диссертации была успешно проведена как теоретическая, так и экспериментальная работа по получению униполярного импульса фотоотклика трёхпереходного $p-i-n$ ФП, при этом результаты моделирования практически полностью соответствовали экспериментальным данным. Однако, трёхпереходный ФП не обеспечивает согласования с нагрузкой при требуемых, например, в системах СВЧ оптической интенсивности. Учитывая трудности создания МФП с большим количеством переходов, проблему можно решить, рассматривая модули, составленные из последовательно соединённых трёхпереходных ФП. Такая конструкция будет, по крайней мере, в три раза эффективней модулей из однопереходных ФП, которые исследовались ранее.

В данном разделе в качестве примера было выполнено численное моделирование реального модуля, состоящего из двух трёхпереходных $p-i-n$ ФП со структурой, представленной в таблице 8. Схема включения приведена на рисунке 39.

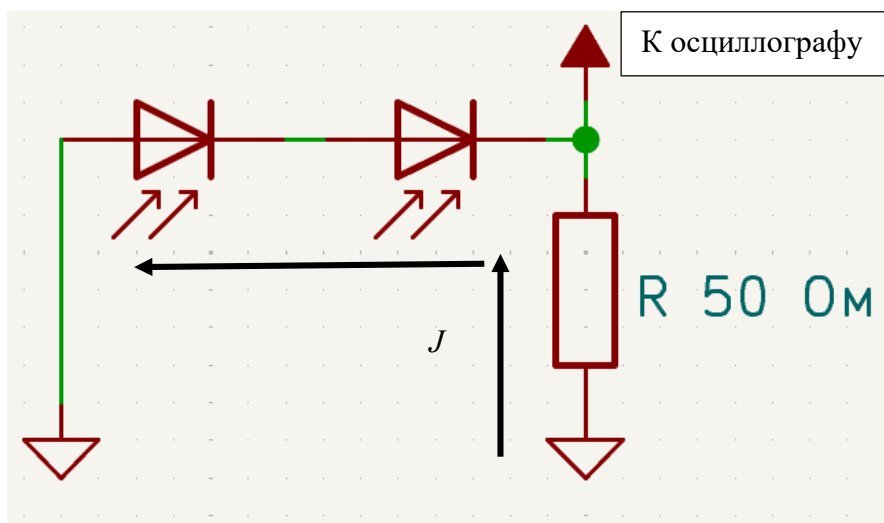


Рис. 39. Схема включения двух трёхпереходных $p-i-n$ ФП для формирования униполярного электрического фотоотклика.

Экспериментальная установка предусматривала подачу лазерного излучения через разветвитель на два трёхпереходных $p-i-n$ ФП. Общая оптическая мощность, вводимая в систему, составляющая 4.7 Вт (пиковая интенсивность была 9.6 кВт/см^2) распределялась практически по ровну и на каждый ФП приходилось примерно по 2.35 Вт (пиковая интенсивность была 4.8 кВт/см^2). Это позволяет сохранить приемственность с одиночным трёхпереходным $p-i-n$ ФП и показать преимущество модульного решения.

Параметры лазерного излучения характеризовались длиной волны 850 нм и длительностью импульса на полувысоте амплитуды 140 пс.

Наряду с моделированием было выполнено экспериментальное исследование электрического фотоотклика указанного модуля.

Сравнение расчётных и экспериментальных фотооткликов представлено на рисунке 40. Можно видеть, что качественно формы импульсов напряжения совпадают, хотя количественные различия весьма существенные, что можно объяснить действием таких факторов как присутствие контактной сетки, эффектом отражения сигнала, а также несоответствием фактических параметров структуры теоретически заданным значениям. Отметим также, что максимальное напряжение в фотоотклике модуля выросло по сравнению с одиночным трёхпереходным ФП всего в 1.3 раза как в эксперименте, так и при численном моделировании. Такое сравнительно небольшое увеличение амплитуды напряжения связано с уменьшением оптической интенсивности, приходящийся на один ФП, и соответствующим уменьшением плотности электрического тока.

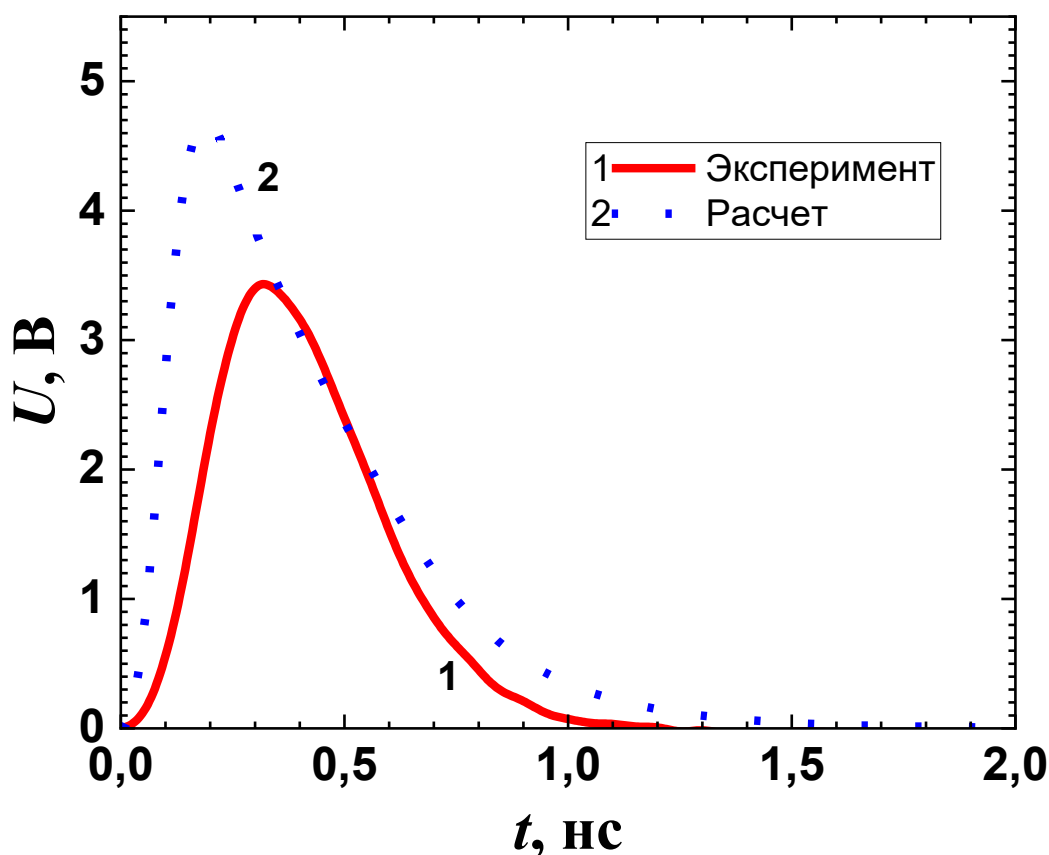


Рис. 40. Импульсы фотоотклика сборки из двух трёхпереходных $p-i-n$ ФП в фотовольтаическом режиме, (кривая 1 – эксперимент, кривая 2 – расчёт). Вводимая полная мощность оптического импульса, подаваемого на каждый ФП, составляла 2.35 Вт (пиковая интенсивность составляла 4.8 кВт/см^2), а длительность FWHM = 140 пс.

При всём существенном несоответствии полученных результатов необходимо акцентировать внимание на следующих достижениях. Во-первых, была обеспечена идентичность формы импульсов, а, во-вторых, удалось оптимизировать согласование с нагрузкой благодаря увеличению сопротивления в точке оптимальной мощности, по сравнению с однопереходными модулями.

По данному разделу опубликована работа [A7].

Итого по результатам работы четвертой главы опубликованы работы [A7-A9].

4.3. Выводы по четвертой главе

1. Проведённое численное моделирование зависимости напряжения на нагрузке от времени для двухпереходного цилиндрического $p-i-n$ фотопреобразователя в режиме импульсного воздействия выявило качественно иное поведение по сравнению со случаем стационарного возбуждения, а именно – более выраженную чувствительность к радиальной неоднородности. Однако, как показывают расчёты при используемых нами длительностях и интенсивностях оптического излучения пространственную неоднородность можно не учитывать.

2. В результате проведённого численного моделирования преобразование субнаносекундных мощных лазерных импульсов в структурах МФП допустимо практически без уменьшения эффективности либо полностью исключить ТД из конструкции, либо значительно ослабить требования к параметрам ТД. Физическая причина этого состоит в том, что в импульсных режимах в соединяющем субэлементах $n-p$ переходе доминирующую роль играет ток смещения. На примере двухпереходного ФП показано, что вообще возможно заменить туннельный диод слоем диэлектрика без значительного уменьшения амплитуды напряжения (в пределах 10-15%).

3. На примере шестипереходного ФП показано, что при увеличении числа переходов может иметь место существенное ухудшение фотоотклика. Найдено, что причина этого явления кроется в недостаточной толщине первых субэлементов и низком уровне легирования переходов между ними. Предложены способы решения этой проблемы.

4. Проведённые численные исследования однопереходного фотопреобразователя показали, что наблюдаемое уширение импульса фотоотклика ФП при высокой интенсивности лазерного излучения объясняется коллапсом электрического поля в зоне объёмного заряда $p-i-n$ структуры ФП.

5. В ходе экспериментальных и теоретических исследований монолитного трёхпереходного $p-i-n$ фотопреобразователя на основе $AlGaAs/GaAs$ работающего в фотовольтаическом режиме установлено отсутствие заметного уширения импульса

фотоотклика при пиковой интенсивности лазерного излучения, по крайней мере, не меньшей, чем 5.3 кВт/см^2 , что связано с перераспределением интенсивности лазерного излучения между тремя субэлементами.

6. Показана возможность повышения эффективности униполярного импульса фотоотклика за счёт создания модуля из нескольких *p-i-n* фотопреобразователей (одно- или трёхпереходных) в фотовольтаическом режиме. Это позволяет оптимизировать согласование с нагрузкой и увеличить пиковое значение амплитуды, а также повысить быстродействие.

5. Численное моделирование формирования биполярных электрических импульсов одно- и многопереходными *p-i-n* ФП

Данная глава посвящена изучению формирования биполярного электрического фотоотклика в модулях из однопереходных и многопереходных ФП. Данные импульсы используются в радиофотонике, в частности, как уже было отмечено ранее в литературном обзоре, в РОФАР, поскольку униполярные импульсы затухают в атмосфере слишком быстро.

5.1. Моделирование биполярных импульсных сигналов модулем из однопереходных фотопреобразователей

Рассматривались две основные задачи. Первая заключалась в разработке численной модели СВЧ-модуля, состоящего из двух однопереходных *p-i-n* ФП, экспериментальный образец которого был создан соавторами диссертанта с последующим сопоставлением полученных расчётных данных с результатами измерений для подтверждения адекватности модели. Вторая состояла в исследовании возможности данного модуля формировать биполярные импульсы при существенно меньшей длительности возбуждающих лазерных импульсов, чем использованные в эксперименте, без заметного уширения биполярного фотоотклика.

Биполярные электрические импульсы можно получить с помощью двух ФП, как показано на схеме, представленной на рисунке 41. Подключение 2-х *AlGaAs/GaAs p-i-n* ФП (диаметр фотоактивной области каждого ФП 70 мкм) в СВЧ модуле осуществлялось к нагрузочному сопротивлению $R = 25$ Ом, поскольку нагрузка 50 Ом даёт большое рассогласование из-за маленького сопротивления в точке оптимальной мощности однопереходных ФП.

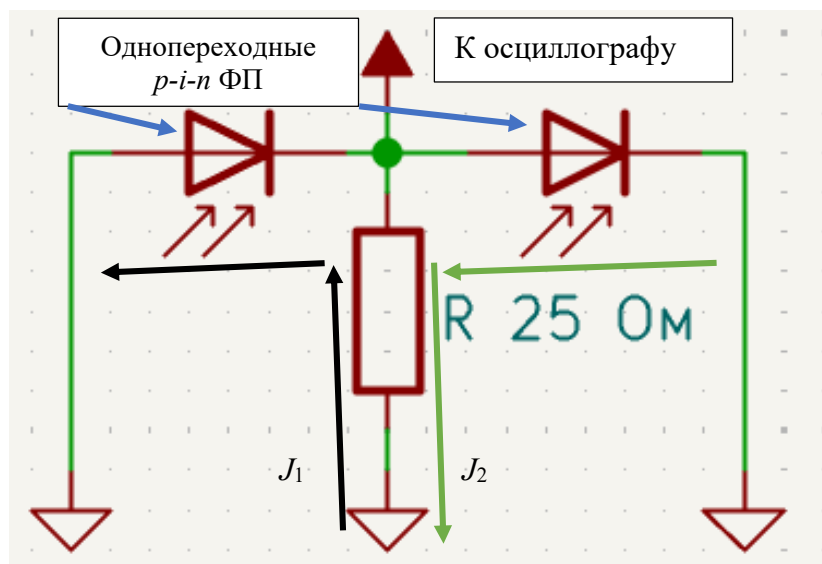


Рис. 41. Электрическая схема включения 2-х $p-i-n$ ФП в СВЧ модуле.

Параметры лазерного импульса были следующими: длительность импульса на полувысоте амплитуды $\text{FWHM} = 350$ пс, длина волны $\lambda = 780$ нм, частота следования импульсов 71 МГц. Рассмотрим механизм работы схемы, изображённой на рисунке 41. Левый $p-i-n$ ФП освещается в начальный момент времени, генерируя ток J_1 через резистор. При длительности возбуждающего импульса 350 пс (на полувысоте амплитуды максимума) ток успевает достичь пика и начать снижаться по завершении импульса. Спустя время задержки 500 пс возбуждается второй $p-i-n$ ФП: ток через резистор J_2 течёт в противоположном направлении и сначала компенсирует ток J_1 , а после достигает своего максимального значения. Длительность второго лазерного импульса идентична первому. Затем следует естественный спад фотоотклика до нулевых величин. Задержка осуществлялась путем увеличения длины оптического волокна, через которое производилась лазерная накачка второго $p-i-n$ ФП.

Структура используемых однопереходных $AlGaAs/GaAs$ $p-i-n$ ФП была представлена в таблице 13 в разделе 4.2.1.

Результаты экспериментальных измерений и численного моделирования биполярного электрического импульса модулем из двух $p-i-n$ ФП представлены на рисунке 42 (кривые 1, 3). Кривая 2 показывает форму единичного лазерного импульса с длительностью на полувысоте амплитуды FWHM , составляющей 350 пс.

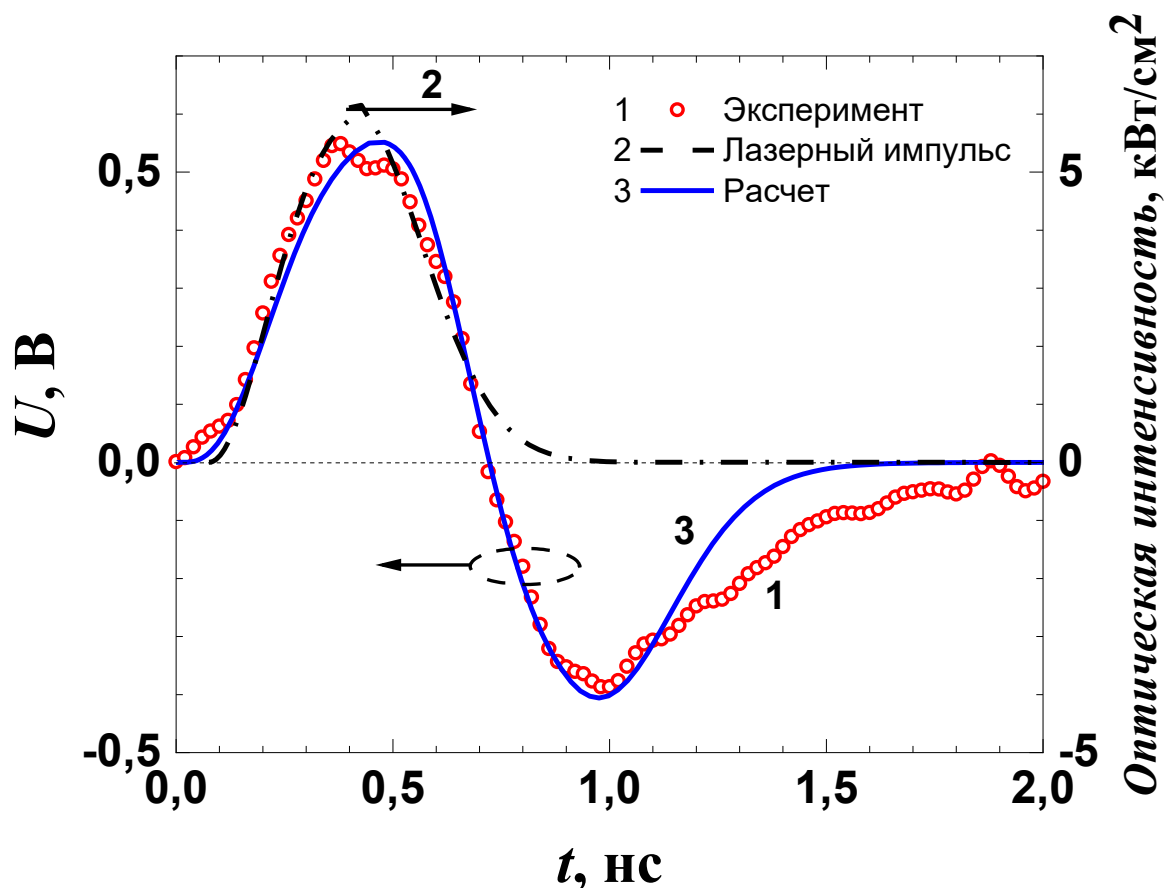


Рис. 42. Импульсы напряжения модуля из двух ФП: кривая 1 – эксперимент $\text{FWHM} = 350$ пс, $U_{\text{max}} = 0.94$ В; кривая 2 – форма импульса интенсивности лазерного излучения длительностью $\text{FWHM} = 350$ пс; кривая 3 – расчётная форма импульса напряжения.

Можно видеть хорошее совпадение результатов измерений с расчётом. Некоторое расхождение после момента времени 1.1 нс может быть связано с не учётом в модели паразитных элементов при монтаже ФП на микрополосковую линию.

Опираясь на полученные результаты выполнено численное моделирование биполярного электрического импульса для того же СВЧ-модуля с целью оценки его способности к преобразованию импульсов с длительностью на полуширине $\text{FWHM} = 240$ пс. Результаты расчётов представлены на рисунке 43.

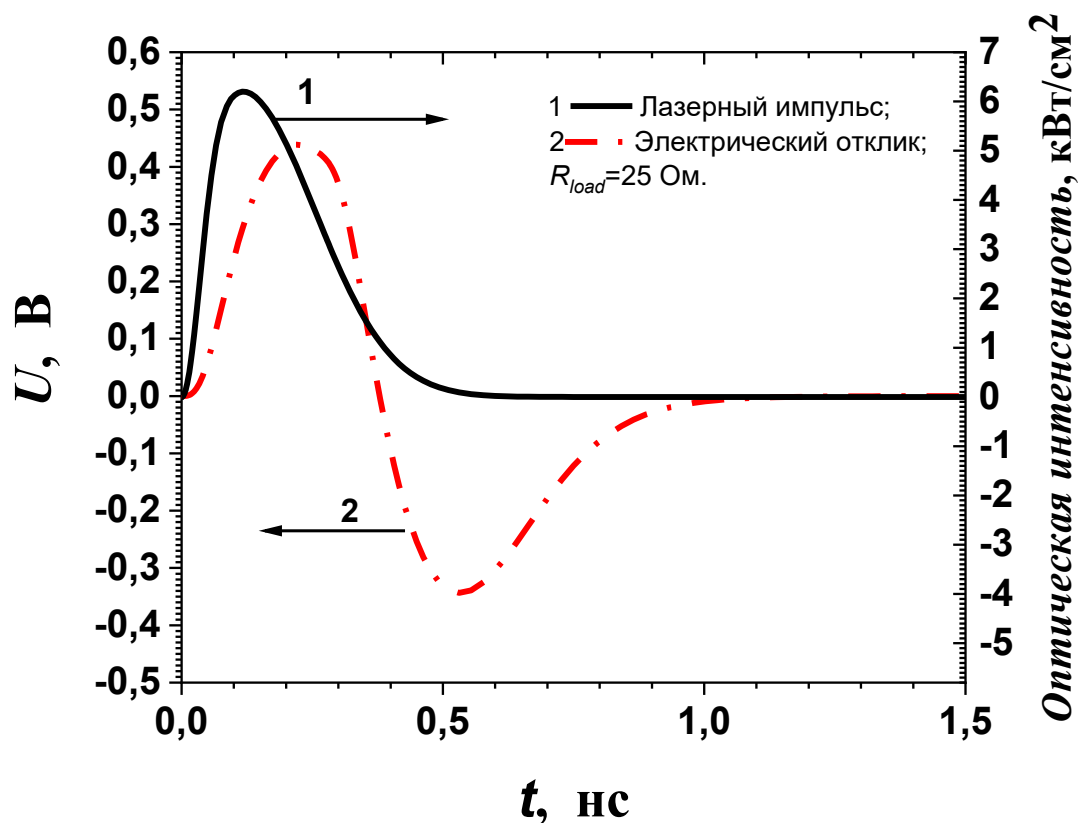


Рис. 43. Смоделированные формы оптического импульса длительностью 240 пс - кривая 1 и электрического биполярного импульса модуля из двух *p-i-n* *AlGaAs/GaAs* ФП - кривая 2.

В таблице 15 представлены результаты измерений и расчёта основных параметров биполярного импульса: средней оптической мощности, полной вводимой оптической мощности, длительности на полувысоте амплитуды, максимальной амплитуды напряжения, электрической мощности.

Таблица 15. Экспериментальные и расчётные параметры биполярного импульса, сформированного модулем из двух однопереходных *p-i-n* ФП.

	Длительность оптического импульса, пс	$P_{aver.}$, мВт	P_{in} , Вт	FWHM ₍₊₎ , нс	FWHM ₍₋₎ , нс	$U_{max(+)}$, В	$U_{max(-)}$, В	$P_{(+)}$, мВт	$P_{(-)}$, мВт
Эксп.	350	6	0.24	0.43	0.513	0.55	-0.39	12	6
Расчёт	350	6	0.24	0.408	0.387	0.551	-0.406	12	7
	240	6	0.24	0.242	0.284	0.44	-0.34	7.8	5.6

Таблица 15 включает следующие обозначения: P_{aver} – средняя оптическая мощность; P_{in} – вводимая полная оптическая мощность, $FWHM_{(+)}$ и $FWHM_{(-)}$ – длительности на половине амплитуды для положительного и отрицательного плеча биполярного импульса соответственно; $U_{max(+)}$, $U_{max(-)}$ – пиковые значения амплитуды положительного и отрицательного импульсов соответственно; $P_{(+)}$ и $P_{(-)}$ – электрическая мощность положительного и отрицательного плеча биполярного импульса.

Из рисунка 43 и таблицы 15 следует, что исследуемый СВЧ модуль, способен к формированию биполярных электрических импульсов с существенно меньшей полушириной амплитуды, а именно 240 пс.

По результатам данного раздела опубликована работа [A5].

5.2. Моделирование биполярных импульсных сигналов модулем из трёхпереходных фотопреобразователей

Раздел посвящен разработке численной модели экспериментального образца СВЧ - модуля, состоящего из четырёх одинаковых субнаносекундных мощных трёхпереходных *p-i-n* ФП. Эти ФП, как было отмечено, предназначены для преобразования лазерного излучения в диапазоне 700 – 900 нм в фотовольтаическом режиме. Импульсная лазерная накачка ФП осуществлялась с применением разветвителей 1/2 с выходным диаметром 50 мкм, соавторами диссертанта [A7]. Лазерное возбуждение СВЧ-модуля из четырёх ФП обладало следующими характеристиками: длина волны излучения $\lambda = 850$ нм, длительность импульса на полувысоте амплитуды $FWHM = 140$ пс, частота следования импульсов $f = 1$ кГц, пиковая выходная мощность P_{out} до 5 Вт. Структура моделируемых трёхпереходных *p-i-n* ФП представлена в таблице 8, а упрощённая электрическая схема из четырёх трёхпереходных *p-i-n* ФП показана на рисунке 43. Введение в модуль двух дополнительных ФП не изменило принцип формирования биполярного импульса, изложенный в предыдущем разделе.

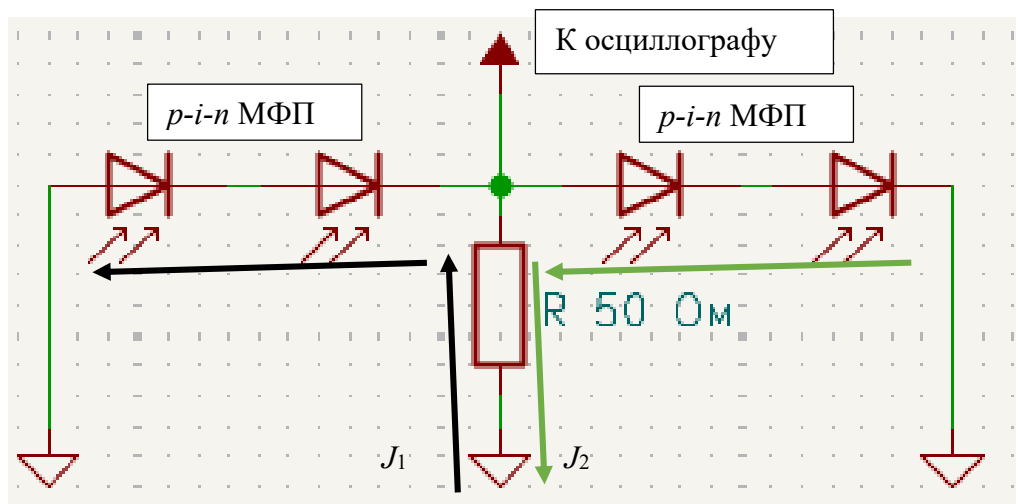


Рис. 44. Упрощённая экспериментальная электрическая схема модуля из четырёх трёхпереходных $p-i-n$ ФП.

При проведении численного моделирования возникла проблема превышения объёма памяти, разрешаемого используемым программным обеспечением. В результате расчёты пришлось проводить на более грубой сетке с меньшей степенью точности.

Моделирование биполярного электрического импульса проводилось для случая идеального подключения ФП к нагрузке без учёта паразитных ёмкостей и индуктивностей электрической цепи. Результаты представлены на рисунке 45.

Можно видеть, что формы экспериментального и расчётного импульса, а также их временные характеристики, достаточно хорошо согласуются между собой. Это означает, что теоретическая модель правильно и достаточно точно описывает процесс формирования биполярного импульса. С другой стороны, амплитуды импульсов различаются довольно значительно. В эксперименте амплитуда равна 3.4 В, а в расчёте получается 4.8 В. Соответственно, измеренный и рассчитанный размах биполярного импульса составляет 6.4 и 9.2 В. Указанные различия аналогичны различиям между экспериментальными и расчётными кривыми на рисунке 36 раздела 4.2.1 и рисунке 40 раздела 4.2.2, что и не удивительно, поскольку и там, и там рассматривались ФП с той же самой структуры.

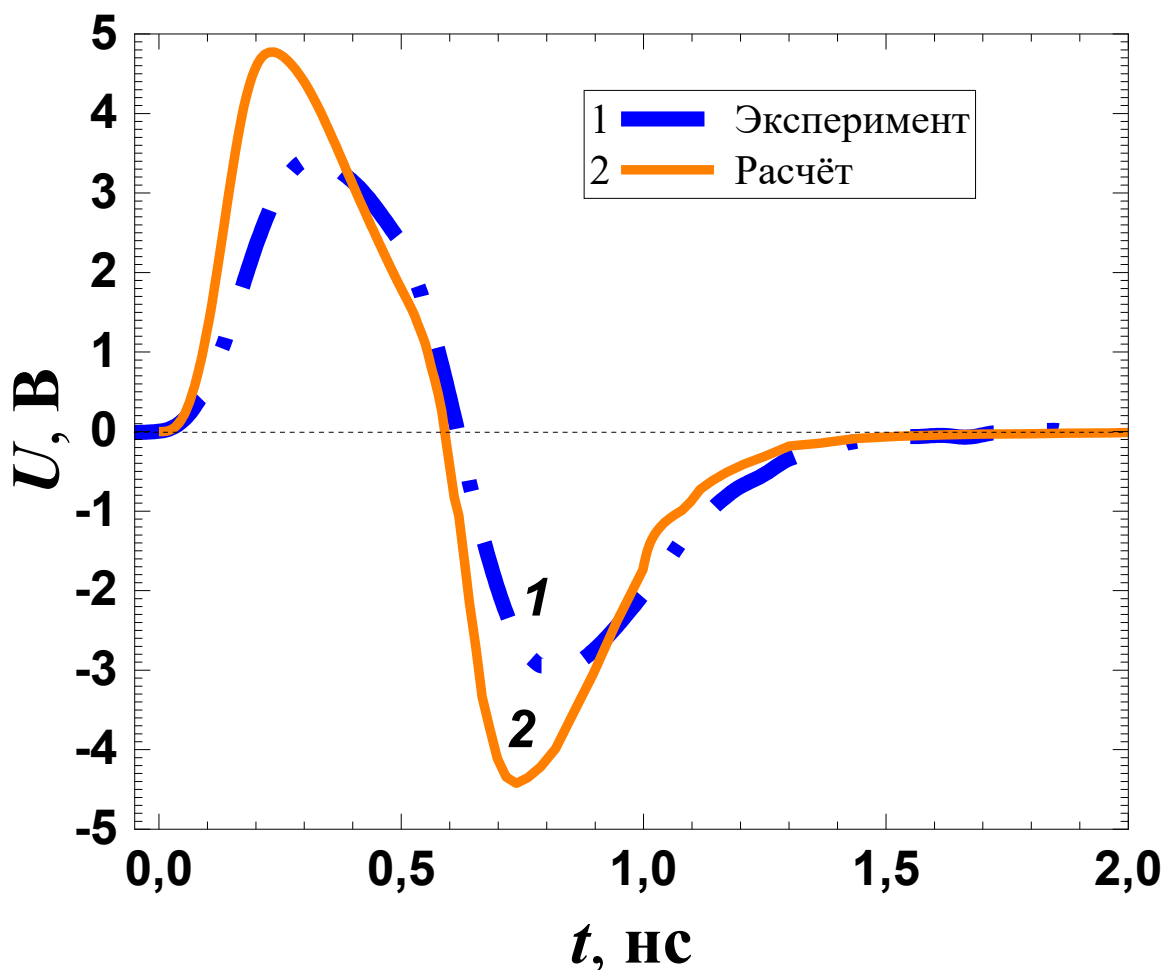


Рис. 45. Биполярный импульс фотоотклика модуля из четырёх трёхпереходных $p-i-n$ ФП (диаметр 250 мкм) на нагрузке $R = 50$ Ом, при пиковой интенсивности лазерного излучения ~ 9.6 кВт/см² ($\lambda = 850$ нм, FWHM ≈ 140 пс), кривая 1 – эксперимент, кривая 2 – расчёт.

Показано, что модуль, составленный из четырёх трёхпереходных $p-i-n$ ФП может улучшить согласование с нагрузкой, также благодаря ему удаётся получить большее значение пикового напряжения и уменьшить длительность импульса на полувысоте амплитуды, т.е. быстродействие по сравнению с одиночными однопереходными и трёхпереходными ФП.

По результатам работы опубликована статья [A7].

5.3. Моделирование биполярных импульсных сигналов модулями из двух шести- и двенадцати- переходных фотопреобразователей

Основываясь на полученных результатах, в данном разделе выполнен численный расчёт биполярных импульсов фотоотклика для двух СВЧ-модулей, один из которых

включал пару шестипереходных *p-i-n* ФП, а другой пару двенадцатипереходных *p-i-n* ФП. Туннельные диоды отсутствовали. Электрическая схема включения была аналогична представленной на рисунке 41, только сопротивление было заменено на 50 Ом.

Все расчёты, как и ранее, проводились для фотовольтаического режима функционирования устройств. Параметры лазерного импульса были следующими: длина волны $\lambda = 850$ нм, длительность лазерного импульса на половине высоты максимума амплитуды FWHM = 140 пс, суммарная пиковая интенсивность для двух шестипереходных *p-i-n* ФП была взята равной $I_{peak} = 12.2$ кВт/см², а для двух двенадцатипереходных *p-i-n* ФП $I_{peak} = 24.5$ кВт/см².

Чтобы не допустить снижения эффективности МФП из-за большого числа субэлементов, о чем шла речь в главе 3, соединительные *n-p* переходы между субэлементами состояли из слоёв с высокой концентрацией легирующей примеси $N_A = 6 \cdot 10^{19}$ см⁻³ $N_D = 2 \cdot 10^{19}$ см⁻³. Расчёт оптических толщин субэлементов происходил по той же методике, которая использовалась в главах 2 и 3. Полученные в ходе численного моделирования результаты представлены на рисунке 46.

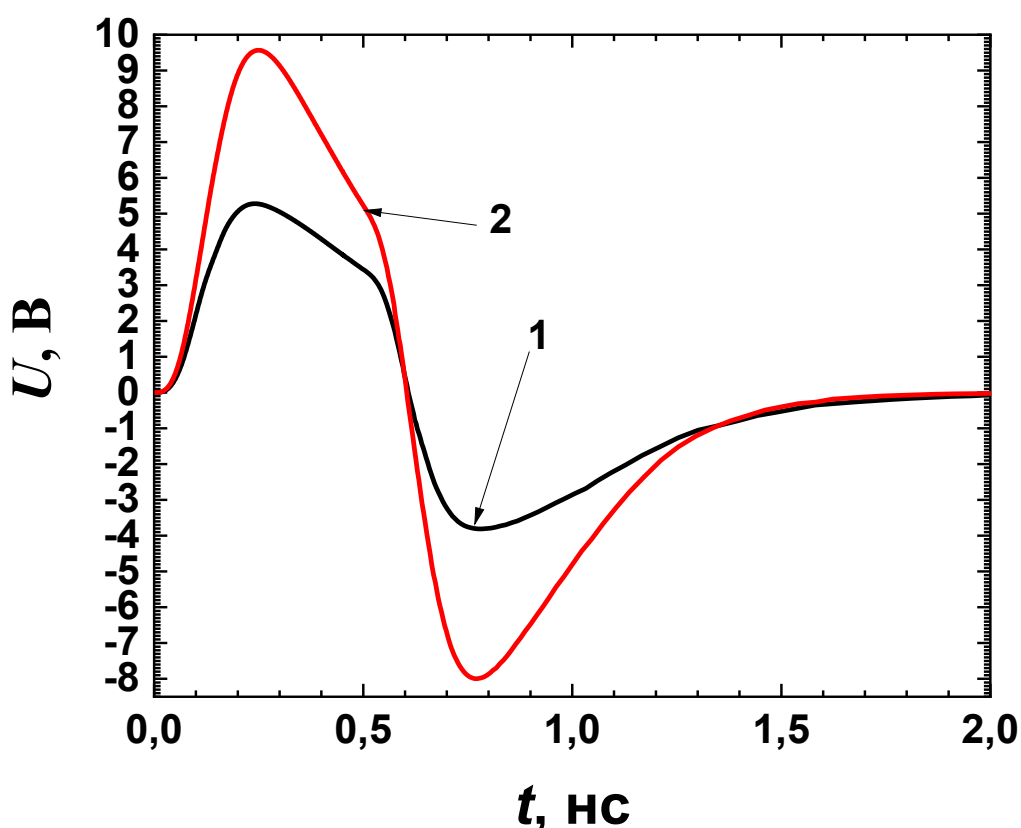


Рис. 46. Расчётные импульсы фотоотклика *AlGaAs/GaAs p-i-n* СВЧ-модулей (FWHM = 140 пс): кривая 1 – двух шестипереходных ФП, $I_{peak} = 12.2$ кВт/см²; кривая 2 – двух двенадцатипереходных ФП, $I_{peak} = 24.5$ кВт/см². Задержка между импульсами составляет ~ 500 пс.

Для модулей на основе двух шестипереходных $AlGaAs/GaAs$ $p-i-n$ ФП: длительность импульса на полувысоте амплитуды (как для положительной, так и для отрицательной составляющей) составляет не более 500 пс; максимальный «размах» амплитуды биполярного импульса близок к 9 В. Для модулей на основе двух двенадцатипереходных $AlGaAs/GaAs$ $p-i-n$ ФП: длительность импульса на полувысоте амплитуды не более 400 пс, а максимальный «размах» амплитуды около 17.6 В.

Таким образом, СВЧ-модули на основе МФП, работающих в фотовольтаическом режиме, обладают рядом существенных преимуществ при работе в условиях повышенной интенсивности лазерного импульсного излучения: значительное увеличение выходной импульсной электрической мощности; существенное сокращение длительности фотоотклика; улучшение согласования СВЧ-модуля с внешней нагрузкой (в частности, с антенной РОФАР).

Итого по результатам работы пятой главы опубликованы работы [A5,A7].

5.4. Выводы по пятой главе

1. Разработанная модель СВЧ-модуля на основе двух однопереходных $p-i-n$ фотопреобразователей для генерации биполярных субнаносекундных импульсов длительностью 350 пс (на полувысоте амплитуды) в фотовольтаическом режиме адекватно описывает экспериментальные результаты.

2. Проведённые расчёты модели СВЧ-модуля, состоящего из двух однопереходных $AlGaAs/GaAs$ $p-i-n$ фотопреобразователей (при сохранении параметров структуры неизменными) продемонстрировали возможность ее применения для эффективного преобразования более коротких лазерных импульсов в биполярные электрические импульсы длительностью на полувысоте амплитуды до 240 пс при работе в фотовольтаическом режиме.

3. Проведённые экспериментальные и теоретические исследования подтвердили возможность генерации мощных субнаносекундных биполярных электрических СВЧ-импульсов в фотовольтаическом режиме с использованием модуля из четырёх монолитных трёхпереходных $p-i-n$ фотопреобразователей. Показано, что модуль из четырёх трёхпереходных $p-i-n$ фотопреобразователей обеспечивает более эффективное согласование с нагрузкой по сравнению с одиночными элементами и модулями на их основе. При этом достигается увеличение пикового напряжения и сокращение длительности импульса на полувысоте амплитуды, что свидетельствует о повышении

быстродействия системы в сравнении как с одиночными однопереходными, так и с трёхпереходными фотопреобразователями.

4. Численное моделирование СВЧ-модулей показало, что использование шести- и двенадцати- переходных *p-i-n* ФП позволяет увеличить «размах» амплитуды фотоотклика до 9 и 17.6 В, соответственно, и сократить его длительность от 500 до 400 пс, при высоких интенсивностях оптического излучения.

Заключение

В диссертационной работе разработаны численные модели монолитных полупроводниковых наногетероструктурных одно и многопереходных $AlGaAs/GaAs$ $p-n$ и $p-i-n$ фотопреобразователей, работающих в фотовольтаическом режиме преобразования стационарного и импульсного оптического излучения, рассчитаны их характеристики и проанализировано внутреннее состояние. Перечислим основные результаты диссертационной работы.

1. Разработана и верифицирована путём сравнения с экспериментом модель $AlGaAs/GaAs$ $p-n$ фотопреобразователя излучения радиолюминесцентного оптического источника сверхнизкой (субнановаттной) интенсивности. Установлено, что для характерных интенсивностей режим насыщения напряжения холостого хода не достигается, в силу чего повышение интенсивности излучения люминесцентных источников $YPO_4:Eu/(^{238}Pu)$ на два порядка даёт четырёхкратный рост КПД фотопреобразователя. Это открывает возможности для создания сверхдолговечных источников питания слаботочных систем.
2. Разработаны и исследованы модели двух- и трёхпереходных фотоэлектрических преобразователей с учётом квантового туннелирования во встречно-включённых диодах, соединяющих субэлементы многопереходного ФП.
3. Теоретически продемонстрировано существование нескольких устойчивых состояний МФП, преобразующих стационарное лазерное излучение. Бистабильность двухпереходного ФП и мультистабильность МФП связаны с бистабильностью соединительных туннельных диодов. Для двухпереходного ФП одно из устойчивых состояний связано с туннельным, а второе с «диффузионным» механизмом протекания тока через туннельный диод. Мультистабильность возможна при величине фототока меньше пикового значения тока туннельного диода.
4. Разработана модель и проведены расчёты реалистичной структуры МФП, включающей широкозонное окно, тыльный барьер и ловушки в слоях туннельного диода. Исследована зависимость характеристик структуры от концентраций ловушек. Показано, что бистабильность структуры сохраняется при переходе от упрощённой к модифицированной модели МФП. Предложен способ экспериментальной проверки существования бистабильных состояний в двухпереходных $p-n$ структурах.

5. С помощью моделирования двухпереходного ФП в условиях преобразования стационарного лазерного излучения, неоднородно распределенного по поверхности базовой структуры при реальных вводимых полных мощностях излучения до 1 Вт ($\lambda = 830$ нм) показано, что неоднородность облучения оказывает несущественное влияние на характеристики преобразователя.
6. Показано, что причиной низкого напряжения холостого хода трёхпереходных $p-i-n$ фотопреобразователей является обеднение n^{++} слоёв ТД из-за их малой толщины (10 нм). Увеличение толщины n^{++} слоев от 10 до 25 нм обеспечило увеличение напряжения холостого хода от 2 В до 2.75 В при интенсивности лазерного излучения 27.9 мВт/см². При интенсивности 88.5 мВт/см² напряжение холостого хода достигает 3 В, т.е 1 В на субэлемент.
7. Исследована мультистабильность в трёхпереходных МФП, обусловленная бистабильностью двух соединительных туннельных диодов между субэлементами. Показано, что методология анализа внутреннего состояния, разработанная для двухпереходных структур, была успешно применена к трёхпереходным фотопреобразователям.
8. Исследованы процессы преобразования субнаносекундных лазерных импульсов в электрический ток в многопереходных $p-i-n$ фотопреобразователях. Показано принципиальное различие в функционировании многопереходных ФП в импульсном и стационарном режимах работы.
9. Установлено, что в условиях освещения МФП короткими и мощными лазерными импульсами туннельные диоды теряют свою определяющую роль, поскольку ток смещения через соединительный диод значительно превосходит туннельный ток. Это позволяет либо исключить туннельные диоды из конструкции (по крайней мере, двух- и трёхпереходных ФП), либо существенно снизить требования к их параметрам без существенной потери эффективности.
10. Показано, что вследствие доминирования тока смещения над туннельной компонентой тока для моделирования МФП в импульсном режиме могут успешно применяться упрощённые модели, в которых эффект квантового туннелирования не учитывается.
11. С использованием упрощённых моделей выполнено численное исследование шести- и двенадцати- переходных ФП в импульсных режимах. На основании результатов расчётов предложены методы, компенсирующие снижение эффективности МФП, вызванное ростом числа субэлементов. Показано, что с помощью МФП может быть решена проблема уширения импульса фотоотклика,

характерная для однопереходных ФП при интенсивностях лазерного излучения, превышающих 2 кВт/см^2 .

12. Разработанные в диссертации подходы к моделированию МФП позволили выполнить численное исследование СВЧ-модулей на основе *p-i-n* одно- и многопереходных ФП, предназначенных для генерации биполярных электрических импульсов, и продемонстрировать эффективность использования МФП для этих целей.

БЛАГОДАРНОСТИ

Искренне благодарю своего научного руководителя, Валентина Степановича Юферева, за неоценимую поддержку на всех этапах написания диссертационной работы. Благодарю за внимание к деталям, чуткое руководство, доброжелательность, безграничное терпение, конструктивную критику и мудрые рекомендации – без них реализация этого исследования была бы невозможна. Хочу также выразить благодарность коллективу лаборатории фотоэлектрических преобразователей за доброжелательную атмосферу, обсуждение результатов и помощь в проведении всех экспериментальных измерений. Отдельная и искренняя благодарность Виталию Станиславовичу Калиновскому: его поддержка и вклад стали важной опорой при создании диссертационной работы. Я также благодарен Контрошу Евгению Владимировичу за проведённые экспериментальные измерения и полезные обсуждения. Выражаю искреннюю благодарность Прудченко Ксении Константиновне за помощь в проведении экспериментов и их анализ. Кроме того, очень признателен коллективу мощных полупроводниковых приборов. Я глубоко благодарен Павлу Борисовичу Родину и Ирине Анатольевне Смирновой за помощь в подготовке и подаче диссертации и автореферата.

Отдельно хочу поблагодарить родных и близких за поддержку и веру в меня во время работы над диссертацией.

Список использованных источников

- [1] W optical power link with generic voltage output and modulated data signal / M. Haid [et al.] //Proceedings of the 1st Optical Wireless and Fiber Power Transmission Conference (OWPT2019). – 2019. – P. 23–25.
- [2] 6-W optical power link with integrated optical data transmission / H. Helmers [et al.] //IEEE Transactions on power electronics. – 2020. – Vol. 35, № 8. – P. 7904–7909.
- [3] Исследование фотоэлектрических преобразователей на основе антимонида галлия в системах беспроводной передачи энергии / В. П. Афанасьев [и др.] //Известия СПбГЭТУ «ЛЭТИ. – 2014. – №. 8. – С. 7–11.
- [4] Кочин Л. Б., Страхов С. Ю., Матвеев С. А. Особенности работы беспроводного канала передачи энергии в динамическом режиме //Вопросы радиоэлектроники. – 2018. – №. 7. – С. 79–88.
- [5] A new optically-isolated power converter for 12 V gate drive power supplies applied to high voltage and high-speed switching devices / M. Ishigaki [et al.] //2017 IEEE Applied Power Electronics Conference and Exposition (APEC). – IEEE, 2017. – P. 2312–2316.
- [6] Realization of a high voltage generator by series connection of floating modules / P. Antonini [et al.] //Review of Scientific Instruments. – 2017. – Vol. 88, № 2.
- [7] Peña R., Algora C. One-watt fiber-based power-by-light system for satellite applications //Progress in Photovoltaics: Research and Applications. – 2012. – Vol. 20, № 1. – P. 117–123.
- [8] Ripple-free boost-mode power supply using photonic power conversion / M. M. Wilkins [et al.] //IEEE Transactions on Power Electronics. – 2018. – Vol. 34, № 2. – P. 1054–1064.
- [9] Matsuura M., Sato J. Bidirectional radio-over-fiber systems using double-clad fibers for optically powered remote antenna units //IEEE Photonics Journal. – 2014. – Vol. 7, № 1. – P. 1–9.
- [10] York M. C. A., Fafard S. High efficiency phototransducers based on a novel vertical epitaxial heterostructure architecture (VEHSA) with thin p/n junctions //Journal of Physics D: Applied Physics. – 2017. – Vol. 50, № 17. – P. 173003.
- [11] Fafard S., Masson D. P. Perspective on photovoltaic optical power converters //Journal of Applied Physics. – 2021. – Vol. 130, № 16.
- [12] Первая радиофотонная фазированная антенная решетка / Д. Ф. Зайцев [и др.] //Радиотехника. – 2021. – Vol. 85, № 4. – P. 153–164.
- [13] Bhatti P. Stimulated sight //Science Translational Medicine. – 2015. – Vol. 7, № 287. – P. 287ec75-287ec75.

- [14] Ayodele O. L., Sanusi K. O., Kahn M. T. Nuclear battery: a source of environmentally friendly energy // *Journal of Engineering, Design and Technology*. – 2019. – Vol. 17, № 1. – P. 172–182.
- [15] Enhanced radioluminescent nuclear battery by optimizing structural design of the phosphor layer / Z. Xu [et al.] // *International Journal of Energy Research*. – 2018. – Vol. 42, № 4. – P. 1729–1737.
- [16] Краснов А. А., Леготин С. А. Достижения в области разработки бетавольтаических источников питания (обзор) // *Приборы и техника эксперимента*. – 2020. – № 4. – P. 5–22.
- [17] GaAs radiovoltaic cell enhanced by Y2SiO5 crystal for the development of new gamma microbatteries / Z. R. Zhang [et al.] // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. – 2017. – Vol. 398. – P. 35–41.
- [18] Characterizations of high-voltage vertically-stacked GaAs laser power converter / J. Huang [et al.] // *Journal of Semiconductors*. – 2018. – Vol. 39, № 9. – P. 094006.
- [19] Multiple tunnel diode peaks in I–V curves of a multijunction laser power converter / A. C. Wang [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2022. – Vol. 121, № 23.
- [20] High-photovoltage GaAs vertical epitaxial monolithic heterostructures with 20 thin p/n junctions and a conversion efficiency of 60% / S. Fafard [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2016. – Vol. 109, № 13.
- [21] A 1 kV sub-nanosecond electrical pulse generated by a linear GaAs photoconductive semiconductor switch and its characterization / H. Wang [et al.] // *Journal of Applied Physics*. – 2025. – Vol. 137, № 2.
- [22] Wu M., Shi W. Study on output characteristics of 20 kV/100 ns nonlinear GaAs photoconductive semiconductor switch // *IEEE Access*. – 2023. – Vol. 11. – P. 9197–9201.
- [23] Low dark current GaAs/AlAs graded-parameter superlattice PIN photodetector / N. R. Couch [et al.] // *Electronics Letters*. – 1986. – Vol. 22, № 12. – P. 636–637.
- [24] High-speed response of a quasi-graded band-gap superlattice p-i-n photodiode / D. G. Parker // *Applied physics letters*. – 1986. – Vol. 49, № 15. – P. 939–941.
- [25] Spectral and temporal characteristics of AlGaAs/GaAs superlattice p-i-n photodetectors / A. Larsson [et al.] // *Applied physics letters*. – 1985. – Vol. 47, № 8. – P. 866–868.
- [26] Виноградов, Ю. В. Основы электронной и полупроводниковой техники / Ю. В. Виноградов. – 2-е изд., доп. – М. : Энергия, 1972. – 536 С. – Текст : непосредственный.
- [27] Дорфман, Я. Г. Всемирная история физики с начала XIX века до середины XX века / Я. Г. Дорфман. – М. : Наука, 1979. – Текст : непосредственный.

- [28] Гетеропереходы Жореса Алферова [Электронный ресурс] // URL: <http://www.nsc.ru/HBC/2000/n44-45/f13.html> (дата обращения: 16.10.2024). – Режим доступа: для любых пользователей.
- [29] Кремниевые фотоэлементы с медью показали рекордный КПД [Электронный ресурс] // URL: <https://eenergy.media/2021/09/23/kremnievye-fotoelementy-s-medyu-pokazali-rekordnyj-kpd/> (дата обращения: 5.11.2024). – Режим доступа: для любых пользователей.
- [30] Потенциал энергии [Электронный ресурс] // URL: <http://www.alfar.ru/smart/1/930/> (дата обращения: 13.11.2024). – Режим доступа: для зарегистрированных пользователей.
- [31] Патент SU121575A1. СССР, МПК G01J 3/14. Монохроматор: № 583852: заявл. 30.09.1957; опубл. 01.01.1959 / Н. Г. Бахшиев – 2 с.
- [32] Conversion efficiencies of single-junction III–V solar cells based on InGaP, GaAs, InGaAsP, and InGaAs for laser wireless power transmission / R. Jomen [et al.] // *Japanese Journal of Applied Physics*. – 2018. – Vol. 57, № 8S3. – P. 08RD12.
- [33] A 43.0% efficient GaInP photonic power converter with a distributed Bragg reflector under high-power 638 nm laser irradiation of 17 W cm⁻² / Y. Komuro [et al.] // *Applied Physics Express*. – 2021. – Vol. 14, № 5. – P. 052002.
- [34] High-voltage GaAs photovoltaic laser power converters / J. Schubert [et al.] // *IEEE Transactions on Electron Devices*. – 2009. – Vol. 56, № 2. – P. 170–175.
- [35] Design and fabrication of six-volt vertically-stacked GaAs photovoltaic power converter / Y. Zhao [et al.] // *Scientific reports*. – 2016. – Vol. 6, № 1. – P. 38044.
- [36] A six-junction GaAs laser power converter with different sizes of active aperture / Y. Sun [et al.] // *Optoelectronics Letters*. – 2017. – Vol. 13, № 1. – P. 21–24.
- [37] 1064 nm InGaAsP multi-junction laser power converters / J. Yin [et al.] // *Journal of Semiconductors*. – 2020. – Vol. 41, № 6. – P. 062303.
- [38] Four-junction AlGaAs/GaAs laser power converter / J. Huang [et al.] // *Journal of Semiconductors*. – 2018. – Vol. 39, № 4. – P. 044003.
- [39] 68.9% efficient GaAs-based photonic power conversion enabled by photon recycling and optical resonance / H. Helmers [et al.] // *physica status solidi (RRL)–Rapid Research Letters*. – 2021. – Vol. 15, № 7. – P. 2100113.
- [40] Oliva E., Dimroth F., Bett A. W. GaAs converters for high power densities of laser illumination // *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*. – 2008. – Vol. 16, № 4. – P. 289–295.
- [41] Efficiency limits of laser power converters for optical power transfer applications / J. Mukherjee [et al.] // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2013. – Vol. 46, № 26. – P. 264006.

- [42] Ultrahigh efficiencies in vertical epitaxial heterostructure architectures / S. Fafard [et al.] //Applied Physics Letters. – 2016. – Vol. 108, № 7.
- [43] Photovoltaic laser-power converter based on AlGaAs/GaAs heterostructures / V. P. Khvostikov [et al.] //Semiconductors. – 2016. – Vol. 50, № 9. – P. 1220–1224.
- [44] High efficiency monochromatic GaAs solar cells / L. C. Olsen [et al.] //The Conference Record of the Twenty-Second IEEE Photovoltaic Specialists Conference-1991. – IEEE, 1991. – P. 419–424.
- [45] A 53% high efficiency GaAs vertically integrated multi-junction laser power converter / D. Krut [et al.] //2007 65th Annual Device Research Conference. – IEEE, 2007. – P. 123–124.
- [46] High current density GaAs and GaSb photovoltaic cells for laser power beaming / V. Andreev [et al.] //3rd World Conference on Photovoltaic Energy Conversion, 2003. Proceedings of. – IEEE, 2003. – Vol. 1. – P. 761–764.
- [47] Peña R., Algora C., Anton I. GaAs multiple photovoltaic converters with an efficiency of 45% for monochromatic illumination //3rd World Conference on Photovoltaic Energy Conversion, 2003. Proceedings of. – IEEE, 2003. – Vol. 1. – P. 228–231.
- [48] InGaAs metamorphic laser ($\lambda = 1064$ nm) power converters with over 44% efficiency / N. A. Kalyuzhnyy [et al.] //AIP Conference Proceedings. – AIP Publishing LLC, 2018. – Vol. 2012, № 1. – P. 110002.
- [49] 1080 nm InGaAs laser power converters grown by MOCVD using InAlGaAs metamorphic buffer layers / Y. Kim [et al.] //Solar Energy Materials and Solar Cells. – 2019. – Vol. 200. – P. 109984.
- [50] High efficiency InGaAsP photovoltaic power converter / H. D. Law [et al.] //IEEE Electron Device Letters. – 2005. – Vol. 2, № 2. – P. 26–27.
- [51] High-efficiency conversion of high-power-density laser radiation / A. N. Panchak [et al.] //Technical Physics Letters. – 2019. – Vol. 45, № 1. – P. 24–26.
- [52] III–V solar cells under monochromatic illumination / A. W. Bett [et al.] //2008 33rd IEEE Photovoltaic Specialists Conference. – IEEE, 2008. – P. 1–5.
- [53] GaAs-and InAlGaAs-based concentrator-type cells for conversion of power transmitted by optical fibers / A. L. Fahrenbruch [et al.] //Conference Record of the Twenty Fifth IEEE Photovoltaic Specialists Conference-1996. – IEEE, 1996. – P. 117–120.
- [54] GaAs converter for high power laser diode / A. Fave [et al.] //Conference Record of the Twenty Fifth IEEE Photovoltaic Specialists Conference-1996. – IEEE, 1996. – P. 101–104.
- [55] 45% efficient silicon photovoltaic cell under monochromatic light / M. A. Green [et al.] //IEEE electron device letters. – 2002. – Vol. 13, № 6. – P. 317–318.

- [56] Optimal laser wavelength for efficient laser power converter operation over temperature / O. Höhn [et al.] //Applied Physics Letters. – 2016. – Vol. 108, № 24.
- [57] Shan T., Qi X. Design and optimization of GaAs photovoltaic converter for laser power beaming //Infrared Physics & Technology. – 2015. – Vol. 71. – P. 144–150.
- [58] Modification of photovoltaic laser-power ($\lambda= 808$ nm) converters grown by LPE / V. P. Khvostikov [et al.] //Semiconductors. – 2018. – Vol. 52, № 3. – P. 366–370.
- [59] Laser ($\lambda= 809$ nm) power converter based on GaAs / V. P. Khvostikov [et al.] //Semiconductors. – 2017. – Vol. 51, № 5. – P. 645–648.
- [60] 51% efficient photonic power converters for O-band wavelengths around 1310 nm / H. Helmers [et al.] //2020 47th IEEE Photovoltaic Specialists Conference (PVSC). – IEEE, 2020. – P. 2471–2474.
- [61] Enhanced efficiency in 808 nm GaAs laser power converters via gradient doping / Y. Zhao [et al.] //AIP Advances. – 2019. – Vol. 9, № 10.
- [62] TO-packaged, multi-junction GaAs laser power converter with output electric power over 1W / Y. Ding [et al.] //2017 Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim (CLEO-PR). – IEEE, 2017. – P. 1–3.
- [63] Development and characterisation of laser power converters for optical power transfer applications / S. D. Jarvis [et al.] //Iet Optoelectronics. – 2014. – Vol. 8, № 2. – P. 64–70.
- [64] GaSb photovoltaic cells for laser power conversion / V. P. Khvostikov [et al.] //AIP Conference Proceedings. – AIP Publishing LLC, 2019. – Vol. 2149, № 1. – P. 050007.
- [65] Power and spectral range characteristics for optical power converters / S. Fafard [et al.] //Energies. – 2021. – Vol. 14, № 15. – P. 4395.
- [66] GaAs Multi-Junction Laser Power Converters at AZUR SPACE. Current Status and Development Activities / G. Keller [et al.] //Optical Wireless and Fiber Power Transmission Conference 2019. – 2019.
- [67] Wojtczuk S. J. Long-wavelength laser power converters for optical fibers //Conference Record of the Twenty Sixth IEEE Photovoltaic Specialists Conference-1997. – IEEE, 1997. – P. 971–974.
- [68] Eggert N., Rusack R., Mans J. Evaluation of photonic power converters //Journal of Instrumentation. – 2010. – Vol. 5, № 02. – P. T02001–T02001.
- [69] Over 40-W electric power and optical data transmission using an optical fiber / M. Matsuura [et al.] //IEEE Transactions on Power Electronics. – 2020. – Vol. 36, № 4. – P. 4532–4539.

- [70] Ultra-efficient N-junction photovoltaic cells with $V_{OC} > 14V$ at high optical input powers / S. Fafard [et al.] //2016 IEEE 43rd Photovoltaic Specialists Conference (PVSC). – IEEE, 2016. – P. 2374–2378.
- [71] High current density tunnel diodes for multi-junction photovoltaic devices on InP substrates / M. N. Beattie [et al.] //Applied Physics Letters. – 2021. – Vol. 118, № 6.
- [72] Туннельные диоды $n^{++}\text{-GaAs}:(\delta\text{-Si})/p^{++}\text{-Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}:(\text{C})$ для соединительных элементов многопереходных лазерных фотопреобразователей / В. С. Калиновский [и др.] //Письма в Журнал технической физики. – 2024. – Т. 50, № 7. – С. 39–42.
- [73] Температурная характеристика соединительных туннельных диодов GaAs/AlGaAs / Е. В. Контрош [и др.] //Научно-технические ведомости Санкт-Петербургского государственного политехнического университета. Физико-математические науки. – 2023. – Т. 16, № 4. – С. 30–41.
- [74] Masson D., Proulx F., Fafard S. Pushing the limits of concentrated photovoltaic solar cell tunnel junctions in novel high-efficiency GaAs phototransducers based on a vertical epitaxial heterostructure architecture //Progress in Photovoltaics: Research and Applications. – 2015. – Vol. 23, № 12. – P. 1687–1696.
- [75] Experimental coupling process efficiency and benefits of back surface reflectors in photovoltaic multi-junction photonic power converters / E. Lopez [et al.] //Progress in Photovoltaics: Research and Applications. – 2021. – Vol. 29, № 4. – P. 461–470.
- [76] Borden P. G. Monolithic series-connected Al/sub 0.93/Ga/sub 0.07/As/GaAs solar cell array //Appl. Phys. Lett.;(United States). – 1979. – Vol. 35, № 7.
- [77] Патент US20150162478A1. США, МПК H01L31/101. Transducer to convert optical energy to electrical energy: №US14/565,141: заявл. 09.12.2014: опубли. 11.06.2015 / Fafard S., MASSON D. P. – 27 с.
- [78] InP-and GaAs-based photonic power converters under O-band laser illumination: Performance analysis and comparison / M. N. Beattie [et al.] //IEEE Journal of Photovoltaics. – 2022. – Vol. 13, № 1. – P. 113–121.
- [79] Yamaguchi M. Fundamentals and R&D status of III-V compound solar cells and materials //physica status solidi (c). – 2015. – Vol. 12, № 6. – P. 489–499.
- [80] Зайцев Д. Ф. Нанопотоника и ее применение //М.: Фирма «АКТЕОН». – 2012.
- [81] Макет фрагмента РОФАР с энергонезависимой передающей антенной и мощным широкополосным радиопотонным передающим трактом, работающим в режиме класса В / В. М. Андреев [и др.] //Радиотехника. – 2017. – № 8. – С. 72–77. – ISSN 0033–8486.

- [82] Импульсный отклик МПМ-фотодиода при большой энергии оптического излучения / С. В. Аверин [и др.] //Квантовая электроника – 1998. – Т. 25, № 2. – С. 183–186.
- [83] Development and study of a model of an autonomous energy information station of free space optical communication / V. S. Kalinovskii [et al.] //Technical Physics Letters. – 2023. – Vol. 49, № Suppl 1. – P. S26–S30.
- [84] Photonic devices and systems / edited by Robert G. Hunsperger. – New York : Marcel Dekker, 1994. – P. 426. – ISBN 0-8247-9243-2.
- [85] Nagatsuma T., Ito H., Ishibashi T. High-power RF photodiodes and their applications //Laser & Photonics Reviews. – 2009. – Vol. 3, № 1-2. – P. 123–137.
- [86] InGaAs-based high-performance pin photodiodes / I. Kimukin [et al.] //IEEE Photonics Technology Letters. – 2002. – Vol. 14, № 3. – P. 366–368.
- [87] Rawat A., Islam M. S. High-speed PiN photodiode design space exploration to break the speed-efficiency trade-off //Physics and Simulation of Optoelectronic Devices XXXII. – SPIE, 2024. – Vol. 12880. – P. 194–200.
- [88] High-saturation current wide-bandwidth photodetectors / D. A. Tulchinsky [et al.] //IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. – 2004. – Vol. 10, № 4. – P. 702–708.
- [89] Malyshev S. A., Chizh A. L., Vasileuski Y. G. High-power InGaAs/InP partially depleted absorber photodiodes for microwave generation //Journal of lightwave technology. – 2008. – Vol. 26, № 15. – P. 2732–2739.
- [90] InGaAs/InP pin photodiodes as efficient microwave generators / S. Malyshev [et al.]//Proc. EuMA. – 2007. – Vol. 3, № 3. – P. 236–243.
- [91] Backside illuminated high saturation current partially depleted absorber photodetectors / X. Li [et al.]//Electronics letters. – 2003. – Vol. 39, № 20. – P. 1466–1467.
- [92] High-speed response of uni-traveling-carrier photodiodes / T. Ishibashi [et al.] //Japanese journal of applied physics. – 1997. – Vol. 36, № 10R. – P. 6263.
- [93] Space charge balance in high-speed high-saturation-current photodetectors / X. Li [et al.] //Active and Passive Optical Components for WDM Communications III. – SPIE, 2003. – Vol. 5246. – P. 458–464.
- [94] High-speed 46-GHz 850 nm photodetector with inductive peaking / T. Long [et al.] //Journal of Lightwave Technology. – 2023. – Vol. 42, № 6. – P. 2042–2048.
- [95] InP/InGaAs uni-travelling-carrier photodiode with 310 GHz bandwidth / H. Ito [et al.] //Electronics Letters. – 2000. – Vol. 36, № 21. – P. 1809–1810.
- [96] High efficiency edge-illuminated uni-travelling-carrier-structure refracting-facet photodiode / H. Fukano [et al.] //Electronics Letters. – 1999. – Vol. 35, № 19. – P. 1664–1665.

- [97] Improved power conversion efficiency in high-performance photodiodes by flip-chip bonding on diamond / X. Xie [et al.] // *Optica*. – 2014. – Vol. 1, № 6. – P. 429–435
- [98] High-power evanescently coupled waveguide MUTC photodiode with > 105-GHz bandwidth / Q. Li [et al.] // *Journal of Lightwave Technology*. – 2017. – Vol. 35, № 21. – P. 4752–4757.
- [99] High-saturation-current InGaAs/InAlAs charge-compensated uni-traveling-carrier photodiode / N. Li [et al.] // *physica status solidi (a)*. – 2004. – Vol. 201, № 13. – P. 3037–3041.
- [100] Sun K., Beling, A. High-speed photodetectors for microwave photonics // *Applied Sciences*. – 2019. – Vol. 9, № 4. – P. 623.
- [101] Photonic generation of pulsed microwave signals in the X-, Ku- and K-band / Y. Peng [et al.] // *Optics Express*. – 2020. – Vol. 28, № 19. – P. 28563–28572.
- [102] High-speed uni-traveling-carrier photodiodes on silicon nitride / D. Maes [et al.] // *APL Photonics*. – 2023. – Vol. 8, № 1.
- [103] Switching characteristic of wideband MSM and PIN photodetectors for photonic phased-array antennas / B. Li [et al.] // *Optoelectronic Interconnects VII; Photonics Packaging and Integration II*. – SPIE, 2000. – Vol. 3952. – P. 114–121.
- [104] Seeds A. J. Microwave photonics // *IEEE Transactions on microwave theory and techniques*. – 2002. – Vol. 50, № 3. – P. 877–887.
- [105] Exploring the limits of high-speed receivers for multimode VCSEL-based optical links / N. Dupuis [et al.] // *Optical Fiber Communication Conference*. – Optica Publishing Group, 2014. – P. M3G. 5.
- [106] The monolithic integration of GaAs-AlGaAs-Based unitraveling-carrier photodiodes with Zn-diffusion vertical-cavity surface-emitting lasers with extremely high data rate/power consumption ratios / J. W. Shi [et al.] // *IEEE Photonics Technology Letters*. – 2009. – Vol. 21, № 19. – P. 1444–1446.
- [107] A 53 % high efficiency GaAs vertically integrated multi-junction laser power converter / D. Krut [et al.] // *2007 65th Annual Device Research Conference*. – IEEE, 2007. – P. 123–124.
- [108] A 1 kV sub-nanosecond electrical pulse generated by a linear GaAs photoconductive semiconductor switch and its characterization / H. Wang [et al.] // *Journal of Applied Physics*. – 2025. – Vol. 137, № 2.
- [109] Low dark current GaAs/AlAs graded-parameter superlattice PIN photodetector / N. R. Couch [et al.] // *Electronics Letters*. – 1986. – Vol. 22, № 12. – P. 636–637.

- [110] Spectral and temporal characteristics of AlGaAs/GaAs superlattice p-i-n photodetectors / A. Larsson [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 1985. – Vol. 47, № 8. – P. 866–868.
- [111] Picosecond pulse response characteristics of GaAs metal-semiconductor-metal photodetectors / C. Moglestue [et al.] // *Journal of Applied Physics*. – 1991. – Vol. 70, № 4. – P. 2435–2448.
- [112] Self-glowing crystals–radioactive decay energy converters into optical emission / M. V. Zamoryanskaya [et al.] // *Materials Research Bulletin*. – 2021. – Vol. 142. – P. 111431.
- [113] Slotboom J. W., De Graaff H. C. Measurements of bandgap narrowing in Si bipolar transistors // *Solid-State Electronics*. – 1976. – Vol. 19, № 10. – P. 857–862.
- [114] Hall R. N. Electron-hole recombination in germanium // *Physical review*. – 1952. – Vol. 87, № 2. – P. 387.
- [115] Shockley W., Read Jr W. T. Statistics of the recombinations of holes and electrons // *Physical review*. – 1952. – Vol. 87, № 5. – P. 835–837.
- [116] Caughey D. M., Thomas R. E. Carrier mobilities in silicon empirically related to doping and field // *Proceedings of the IEEE*. – 1967. – Vol. 55, № 12. – P. 2192–2193.
- [117] Selberherr S. Process and device modeling for VLSI // *microelectronics reliability*. – 1984. – Vol. 24, № 2. – P. 225-257.
- [118] Selberherr S. Analysis and simulation of semiconductor devices. – Springer Science & Business Media, 1984. – ISBN 3-211-81800-6.
- [119] Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов. – Рипол Классик, 1973.
- [120] Casey Jr H. C., Sell D. D., Wecht K. W. Concentration dependence of the absorption coefficient for n- and p- type GaAs between 1.3 and 1.6 eV // *Journal of Applied Physics*. – 1975. – Vol. 46, № 1. – P. 250-257.
- [121] Токпрохождение и потенциальная эффективность (КПД) солнечных элементов на основе рп-переходов из GaAs и GaSb / В. М. Андреев [и др.] // *Физика и техника полупроводников*. – 2009. – Т. 43, № 5. – С. 671–678.
- [122] Deus S. Tritium-powered betavoltaic cells based on amorphous silicon // *Conference Record of the Twenty-Eighth IEEE Photovoltaic Specialists Conference-2000 (Cat. No. 00CH37036)*. – IEEE, 2000. – P. 1246-1249.
- [123] Goetzberger A., Hebling C., Schock H.-W. Photovoltaic materials, history, status and outlook // *Materials Science and Engineering: R: Reports*. – 2003. – Vol. 40, № 1. – P. 1–46.
- [124] Atlas User's Manual: Device simulation software. – Silvaco, 2015.

[125] Baudrit M., Algora C. Tunnel diode modeling, including nonlocal trap-assisted tunneling: a focus on III–V multijunction solar cell simulation //IEEE transactions on electron devices. – 2010. – Vol. 57, № 10. – P. 2564–2571.

[126] Numerical simulation of tunnel diodes for multi-junction solar cells / M. Hermle [et al.] // Progress in Photovoltaics: Research and Applications. – 2008. – Vol. 16, № 5. – P. 409–418.

[127] Esaki L. Discovery of the tunnel diode //IEEE Transactions on Electron Devices. – 1976. – Vol. 23, № 7. – P. 644–647.

[128] Very high room-temperature peak-to-valley current ratio in Si Esaki tunneling diodes (March 2010) / M. Oehme [et al.] // IEEE Transactions on Electron Devices. – 2010. – Vol. 57, № 11. – P. 2857–2863.

[129] Brody T. P. Nature of the valley current in tunnel diodes //Journal of Applied Physics. – 1962. – Vol. 33, № 1. – P. 100–111.

[130] Wentzel G. A generalization of quantum conditions for the purposes of wave mechanics //Zeits. F. Phys. – 1926. – P. 38–518. Kramers H. A. Wave mechanics and semi-numerical quantisation //Zeits. f. Physik. – 1926. – Vol. 39. – P. 828–840. Brillouin L. The undulatory mechanics of Schrodinger //CR Acad. Sci. Paris. – 1926. – Vol. 183. – P. 270–271. Brillouin L. Notes on undulatory mechanics //J. Phys. Radium. – 1926. – Vol. 7. – P. 353–368.

[131] Мощный субнаносекундный модуль на основе p–i–n AlGaAs/GaAs-фотодиодов / В. М. Андреев [и др.] // Письма в Журнал технической физики. – 2024. – Т. 50, № 19. – С. 5–8.

[132] Subnanosecond AlGaAs/GaAs photodetectors with Bragg reflectors / V. M. Andreev [et al.] // Technical Physics Letters. – 2024. – Vol. 50, № 17. – P. 38–41.

[133] Study of PV characteristics of Al_xGa_{1-x}As/GaAs photodiodes / V. S. Kalinovskiy [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2018. – Vol. 993, № 1. – P. 012029.

[134] Патент RU2789005C1. РФ, МПК H04B 10/00. Радиофотонный оптоволоконный модуль: № 2022110306: заявл. 14.04.2022: опубл. 26.01.2023 /В.С. Калиновский, Е.В. Контрош, В.М. Андреев, А.В. Шамрай, В.В. Лебедев, П.М. Аргузов – 17 с.

Список работ, опубликованных автором по теме исследования

[A1] Investigation of the characteristics of a radioisotope source based on a (Y)PO₄/(²³⁸Pu) self-glowing crystal and an Al_xGa_{1-x}As/GaAs photovoltaic converter / К. К. Prudchenko, I. A. Tolkachev [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2021. – Vol. 2103, № 1. – P. 012195. – DOI: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/2103/1/012195>

[A2] Источник электрической энергии на основе Al_{0.8}Ga_{0.2}As/GaAs фотоэлектрического преобразователя и YPO₄:Eu/(²³⁸Pu) радиолюминесцентного излучателя / К. К. Прудченко, И. А. Толкачев, Е. В. Контрош [и др.] // Журнал технической физики. – 2022. – Т. 92, № 12. – С. 1875–1880. – DOI: <https://doi.org/10.21883/JTF.2022.12.53754.199-22>

[A3] Юферев В.С., Толкачев И.А., Калиновский В.С. О возможной неединственности преобразования лазерного излучения в электрический ток в многопереходных монокристаллических фотопреобразователях // Письма в журнал технической физики. – 2024. – Т.50, № 1, – С. 39 – 42. – DOI: <https://doi.org/10.61011/PJTF.2024.01.56925.19674>

[A4] Толкачев И. А., Юферев В. С. Проблема неединственности преобразования лазерного излучения в электрический ток в многопереходных монокристаллических фотопреобразователях // Физика и техника полупроводников. – 2024. – Т. 58, № 10. – С. 565–568. – DOI: <https://doi.org/10.61011/FTP.2024.10.59382.6453A>

[A5] Generation of bipolar sub-nanosecond pulses by a module of AlGaAs/GaAs pin diodes in photovoltaic mode / I. A. Tolkachev, E. V. Kontrosh, V. S. Kalinovsky, K. K. Prudchenko, G. V. Klimko // 2024 Systems of Signal Synchronization, Generating and Processing in Telecommunications (SYNCHROINFO). – IEEE, 2024. – P. 1–4. – DOI: <https://doi.org/10.1109/SYNCHROINFO61835.2024.10617448>

[A6] Монокристаллический трёхпереходный p-i-n AlGaAs/GaAs фотопреобразователь лазерного излучения / В. С. Калиновский, Е. В. Контрош, И. А. Толкачев, К. К. Прудченко, С. В. Иванов // Письма в Журнал технической физики. – 2024. – Т. 50, № 22. – С. 35–38. – DOI: <https://doi.org/10.61011/PJTF.2024.22.59133.20031>

[A7] Генерация СВЧ-импульсов монокристаллическими трёхпереходными AlGaAs/GaAs p-i-n фотопреобразователями и модулями без обратного смещения / В. С. Калиновский, Е. В. Контрош, И. А. Толкачев, К. К. Прудченко, В. С. Юферев, С. В. Иванов // Письма в Журнал технической физики. – 2025. – Т. 51, № 9. – С. 27–30. – DOI: <https://doi.org/10.61011/PJTF.2025.09.60228.20169>

[A8] Толкачев И. А., Юферев В. С. Преобразование субнаносекундных лазерных импульсов в электрический ток многопереходными фотопреобразователями: роль

туннельных диодов // Физика и техника полупроводников. – 2025. – Т. 59, № 7. – С. 392-396.
– DOI: <https://doi.org/10.61011/FTP.2025.07.62002.8065>

[A9] Импульсные характеристики однопереходных и трёхпереходных фотопреобразователей лазерного излучения / В. С. Калиновский, И. А. Толкачев, Е. В. Контрош, К. К. Прудченко, В. С. Юферев, С. В. Иванов // Оптика и спектроскопия. – 2025. – Т. 133, № 11. – С. 1145–1149. – DOI: <https://doi.org/10.61011/OS.2025.11.62160.8140-25>