

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

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург – 2026

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук.

Научный руководитель:

Юферев Валентин Степанович,

доктор физико-математических наук,

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,

лаборатория прикладной математики и математической физики,

ведущий научный сотрудник

Официальные оппоненты:

Фирсов Дмитрий Анатольевич,

доктор физико-математических наук, профессор,

Санкт-Петербургский Политехнический университет Петра Великого,

Высшая инженерно-физическая школа,

профессор

Прудаев Илья Анатольевич,

кандидат физико-математических наук,

Акционерное общество «Научно-исследовательский институт молекулярной электроники»,

ведущий инженер-конструктор

Ведущая организация Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина)

Защита состоится _____ 2026 г. в _____ на заседании диссертационного совета ФТИ 34.01.02.25 при Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук по адресу: 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., д. 26.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, www.ioffe.ru.

Автореферат разослан _____ 2026 г.

Отзывы и замечания по автореферату в двух экземплярах, заверенные печатью, просьба высылать по вышеуказанному адресу на имя ученого секретаря диссертационного совета.

Ученый секретарь диссертационного совета

ФТИ 34.01.02.25

кандидат физико-математических наук

Котова Л.В.

Общая характеристика работы

Актуальность темы. Среди перспективных технологий передачи энергии на расстояние как в земных условиях, так и в космической среде важное место занимает фотоэлектрическое преобразование монохроматического (лазерного) излучения в электрическую энергию, реализуемое с помощью полупроводниковых фотоэлектрических преобразователей (ФП) [1-9]. Динамичное развитие лазерных излучателей сопровождается ростом вводимой в ФП оптической мощности, что обуславливает необходимость увеличивать выходное напряжение ФП. Для однопереходного ФП фундаментальное ограничение на максимально достижимое напряжение холостого хода связано с шириной запрещенной зоны используемого полупроводникового материала. Так, для арсенида галлия величина $E_g \approx 1.42$ эВ ограничивает максимально достижимое напряжение холостого хода значением около 1.2 В. Увеличение напряжения требует последовательного соединения однопереходных ФП. Реализация такого соединения в монолитной монокристаллической структуре многопереходного ФП позволяет, во-первых, исключить ёмкостные и индуктивные потери, которые неизбежно возникают при схемотехническом последовательном соединении однопереходных ФП, и, во-вторых, не требует применения оптоволоконного разветвителя оптического сигнала.

Многопереходный фотоэлектрический преобразователь (МФП) лазерного излучения представляет собой монолитную многослойную $p-n-...-p-n$ структуру, состоящую из последовательно соединённых фотоактивных $p-n$ или $p-i-n$ -диодов (субэлементов) [10,11]. Соединительные $n-p$ переходы между субэлементами выполняются как туннельные, что исключает паразитное падение напряжения на этих переходах при протекании тока. 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) МФП обеспечивают увеличение напряжения холостого хода и повышение коэффициента полезного действия (КПД) системы преобразования энергии.

МФП имеют широкий спектр практических применений [2,12,13], в том числе такое перспективное направление как радиофотоника [12], где оказывается особенно востребованным импульсный режим работы. Несмотря на расширяющуюся сферу применения и значительный объём экспериментальных и теоретических исследований [10,11,14-16], физика монолитных МФП остаётся недостаточно изученной. При теоретическом исследовании МФП применялись упрощённые модели встречно-включённого туннельного диода, которые не учитывали его бистабильность по напряжению [10,11]. Такой подход качественно сужает спектр допустимых внутренних состояний многослойного МФП. Исследования субнаносекундного импульсного режима ограничены однопереходными ФП [17-21].

В диссертационной работе исследуется полная модель МФП с учётом N -образной вольт-амперной характеристики встречно-включённого туннельного диода. Выходные характеристики и внутренняя динамика МФП впервые исследованы не только в стационарном, но и в субнаносекундном импульсном режиме с учётом вклада туннельного диода в формирование фотоотклика. Также решена практически важная задача моделирования однопереходного ФП, преобразующего излучение радиоизотопного источника, на основе которой верифицированы модели субэлементов МФП. Выбор перечисленных задач определяет актуальность проведённых исследований.

Целью работы является исследование 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.

Научная новизна.

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 и предсказывает существование двух устойчивых состояний ФП. Предсказана мультистабильность внутреннего состояния многопереходного монолитного $p-n$ ФП, которая приводит к неоднозначности преобразования лазерного излучения в электрический ток многопереходными монолитными $p-n$ 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 путём увеличения толщины нескольких фронтальных субэлементов при соответствующем уменьшении коэффициента поглощения.

Методы исследования. Основным методом исследования, применявшимся в диссертационной работе, является численное моделирование физических процессов путём 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 монолитные 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. Разработана численная модель ФП субнановаттного диапазона мощности для преобразования излучения радиоизотопного источника. Результаты расчётов применены при разработке слаботочного источника питания со сверхдлительным сроком службы для использования в медицине, нанoeлектронике, работы в экстремальных условиях, включая агрессивные среды атомной и химической промышленности.

Показано, что бистабильность туннельного соединительного диода приводит к бистабильности монокристаллического 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 приводит 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.

Проанализирована роль встречно-включённого туннельного диода в многопереходных $p-i-n$ фотопреобразователях, работающих в импульсном режиме. Представлена возможность упростить технологический процесс изготовления многопереходных ФП.

Показано, что приемлемая эффективность монокристаллических $p-i-n$ 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, путём 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 работы. Основные результаты работы были представлены на 4-х конференциях: Международная конференция Физика.СПб (Санкт-Петербург, 2021, 2024, 2025 гг.), 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 объем диссертации. Диссертационная работа состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы. Общий объем диссертации составляет 119 страниц, включая 46 рисунков и 15 таблиц.

Содержание работы

Во **введении** обосновывается актуальность темы диссертации, формулируются ее цели и задачи, а также основные результаты и положения, выносимые на защиту.

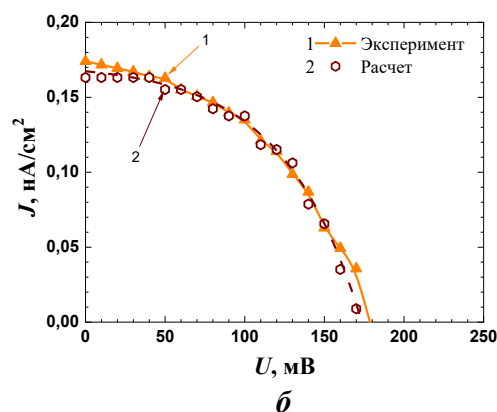
Первая глава представляет собой обзор литературы, посвящённой однопереходным и многопереходным фотопреобразователям в стационарном и импульсном режимах работы.

Вторая глава посвящена исследованию однопереходного ФП, осуществляющего преобразование излучения радиоизотопного источника. Разработка модели однопереходного ФП на основе гетероструктуры $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ и её верификация с помощью экспериментальных данных, во-первых, послужили подготовительным шагом к последующей разработке моделей монопереходных ФП. Во-вторых, проведённые в данной главе исследования были составной частью практической разработки слаботочного источника питания со сверхдлинным сроком службы – радиоизотопного источника энергии (РИЭ) [22-25], и потому имеют также самостоятельное прикладное значение.

Структура фотопреобразователя создана методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) и включает $p-n$ переход, широкозонное окно, буферные и барьерные слои (рис. 1а).

1) $p-GaAs$, $4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $h = 0.3 \text{ мкм}$
2) $p-Al_{0.8}Ga_{0.2}As$, $7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $h = 0.035 \text{ мкм}$
3) $p-GaAs$, $7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $h = 0.1 \text{ мкм}$
4) $n-GaAs$, $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $h = 3 \text{ мкм}$
5) $n-Al_{0.2}Ga_{0.8}As$, $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $h = 0.05 \text{ мкм}$
6) $n-GaAs$, $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $h = 0.2 \text{ мкм}$
7) $n-GaAs$, $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $h = 350 \text{ мкм}$

а



б

Рис. 1. а) Структура однопереходного ФП под спектр радиоизотопного источника оптического излучения нановаттной мощности; б) Сравнение нагрузочных ВАХ ФП: кривая 1 - эксперимент; кривая 2 - расчёт.

Структура оптимизирована по внешней квантовой эффективности под спектр радиолумinesцентного источника $YPO_4:Eu/(^{238}Pu)$ (выходная мощность источника $P_{out} \approx 1 \text{ нВт}$) [26] 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, кривые 1, 2). Период полураспада материала

радиолуминесцентного источника составляет ~ 87 лет, что позволяет создать долговременный РИЭ, преобразующий энергию радиоактивного распада изотопов в электрический ток.

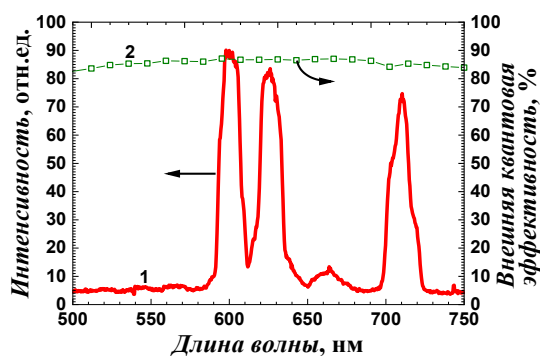


Рис. 2. Кривая 1 – нормированный спектр радиолуминесцентного источника оптического излучения минералоподобного кристалла ксенотима состава $YPO_4:Eu/(^{238}Pu)$ [26], суммарная мощность оптического излучения (площадь под графиком) $P_{out} \approx 1$ нВт; кривая 2 – спектральная характеристика внешней квантовой эффективности однопереходного $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ ФП, показанного на рисунке 1а.

Достигнуто хорошее согласие расчётной и экспериментальной нагрузочных вольт-амперных характеристик (ВАХ) (рис. 1б). При полной мощности источника оптического излучения 1 нВт (спектр соответствует радиоизотопному источнику) расчётное значение КПД составляет 1.38%, что близко к экспериментально полученному значению 1.4% [A1]. Это подтверждает корректность математической модели и достоверность проведённых расчётов. 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 ($\sim 3\%$ [27]) и на порядок меньше, чем у кремниевых солнечных элементов ($\sim 23\%$ [28]). Однако РИЭ обладают высокой радиационной стойкостью и длительным сроком службы. 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.

Разработанная и верифицированная во второй главе диссертации модель однопереходного ФП создала основу для дальнейшего проектирования и создания математических моделей многопереходных структур, исследованных в последующих главах: были изучены процессы преобразования энергии, определены оптимальные структурные параметры и выявлены ключевые факторы эффективности преобразования. Проведённые во второй главе исследования показывают также эффективность применения гетероструктур $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ в фотоэлектрических генераторах с радиоизотопным источником $YPO_4:Eu/(^{238}Pu)$ для безопасной и долговечной генерации энергии.

Результаты второй главы опубликованы в статьях [A1,A2].

В **третьей главе** исследовались двухпереходные и трёхпереходные фотопреобразователи в стационарном фотовольтаическом режиме работы. Во всех задачах, рассмотренных в этой главе, интенсивность излучения выбиралась таким образом, чтобы ток через МФП был меньше пикового тока ТД, поскольку именно при этом условии реализуется квантовый туннельный эффект, обеспечивающий все преимущества монолитных многопереходных ФП.

Моделирование базовой структуры двухпереходного ФП. Простейшая структура монолитного двухпереходного ФП состоит из двух фотоактивных $p-n$ переходов (субэлементов), соединённых через встречно-включённый ТД (таблица 1). Освещение

вводится через фронтальную p -область. Выбор геометрических параметров структуры основан на критерии равенства числа поглощённых фотонов в субэлементах, с учётом длины волны. Однако даже при выполнении этого критерия фототоки в субэлементах не полностью согласованы, поскольку различия в толщинах субэлементов вызывают различия в рекомбинационных потерях.

В расчётной модели диффузионно-дрейфовое описание фотоактивных $AlGaAs/GaAs$ p - n переходов (субэлементов ФП) дополнено квантовой моделью межзонного туннелирования во встречно-включённом ТД в рамках нелокальной модели [29]. Таким образом, модель впервые учитывает бистабильность (N -образную ВАХ) ТД. Учтены механизмы рекомбинации Шокли-Рида-Холла и излучательная рекомбинация, в то время как переизлучение фотонов не учитывалось [30]. 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. Для сравнения была также рассмотрена упрощённая модель, в которой ТД заменён на омическое сопротивление, аналогично тому, как это делалось ранее в работах [10,11,14-16].

Таблица 1. Структура двухпереходного p - n ФП.

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

На рисунке 3 показаны рассчитанные нагрузочные характеристики ФП. Вследствие N -образности ВАХ ТД при одних и тех же внешних условиях полная модель имеет два решения, отвечающих разным внутренним состояниям ФП. 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. ТД при этом смещён незначительно, на величину около 0.1 В. Во втором же случае генерация фототока 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 $U_{oc} = 1.08$ В, что близко к значению напряжения холостого хода однопереходного ФП при той же мощности лазерного излучения. 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 растёт, достигая величины 6.4 A/cm^2 (рис. 3), а при дальнейшем увеличении напряжения остаётся практически постоянным. Увеличение напряжения на ФП при этом происходит за счёт увеличения напряжения на ТД. Отрицательное смещение на ТД при этом уменьшается, потенциальный барьер ТД увеличивается. Когда напряжение на ФП приближается к значению 2 В, потенциальный барьер ТД практически восстанавливается, и становится возможным туннелирование носителей. В результате второе решение скачком превращается в первое, а ФП переходит из диодного режима снова в фотовольтаический.

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 b на нагрузочных кривых при $U = 0.2 \text{ В}$). В реальном фотовольтаическом режиме, когда параметром является сопротивление нагрузки R , бистабильность существует при всех значениях R . Действительно, используя кривые 3 и 4 на рисунке 3, которые показывают связь напряжения и сопротивления нагрузки для обоих решений, можно, например, заключить, что нормированному на площадь S поперечного сечения ФП сопротивлению нагрузки $RS = 0.2 \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ соответствует два различных внутренних состояния (точки c и d на нагрузочных кривых) с напряжениями 1.03 и 1.41 В.

Кривая 5 на рисунке 3 показывает результат расчёта с помощью упрощённой модели. Эта кривая качественно сходна с кривой 1, однако замена ТД омической связью снижает ток короткого замыкания на $\sim 30\%$.

Распределения электронного и дырочного тока по толщине структуры (рис. 4) показывают, 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. При этом электронный ток определяется электронами, пришедшими из первого субэлемента. Полный ток при этом остаётся близким к току однопереходного ФП при половинной мощности падающего излучения.

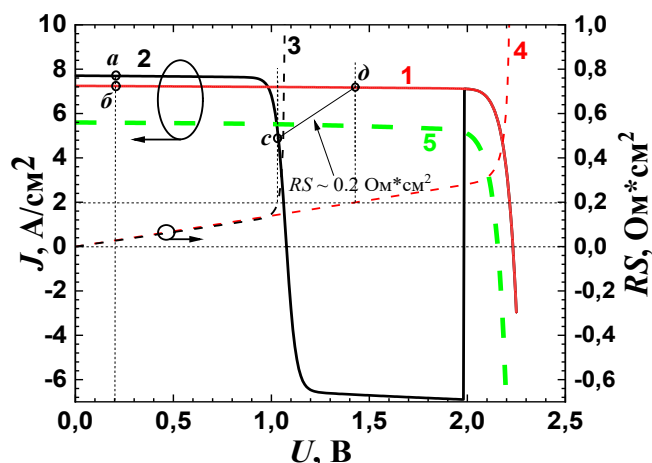


Рис. 3. Нагрузочные кривые для полной модели (кривые 1, 2) и упрощённой модели (кривая 5), а также связь между нормированным на площадь поперечного сечения ФП сопротивлением нагрузки RS и приложенным напряжением в случае полной модели (кривые 3, 4).

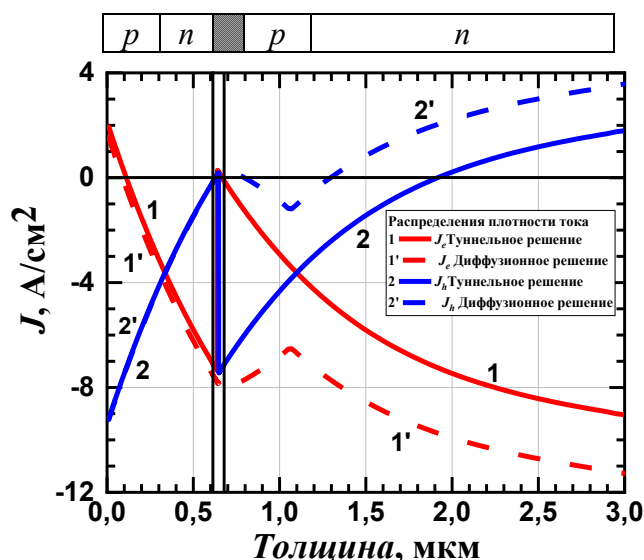


Рис. 4. Распределение плотности токов носителей заряда по толщине структуры двухпереходного ФП: электроны (кривые 1, 1'), дырки (кривые 2, 2'). Режимы протекания тока через ТД – туннельный (сплошные кривые) и диффузионный (пунктирные кривые). На схеме (приблизительный масштаб) сверху заштрихованная область показывает n^{++} - p^{++} туннельный диод.

Оценка влияния неоднородного распределения интенсивности лазерного излучения по поверхности двухпереходного ФП. Выше считалось, что падающее лазерное излучение равномерно распределено по поверхности ФП. В действительности распределение интенсивности в оптическом волокне, через которое подаётся излучение, пространственно неоднородно. Для оценки величины этого эффекта была использована приведённая в таблице 1 базовая модель двухпереходного ФП, но в цилиндрической геометрии. Диаметр фотоактивной области составлял 250 мкм. Предполагалось, что радиальное распределение интенсивности излучения описывается распределением Гаусса.

Результаты расчётов приведены на рисунке 5. Левый рисунок иллюстрирует зависимость радиального распределения интенсивности излучения от среднеквадратичного отклонения σ , а правый показывает нагрузочные ВАХ для двух уровней оптической мощности (220 и 600 мВт, $\lambda = 830$ нм) при двух значениях среднеквадратичного отклонения ($\sigma = 125$ и 40 мкм).

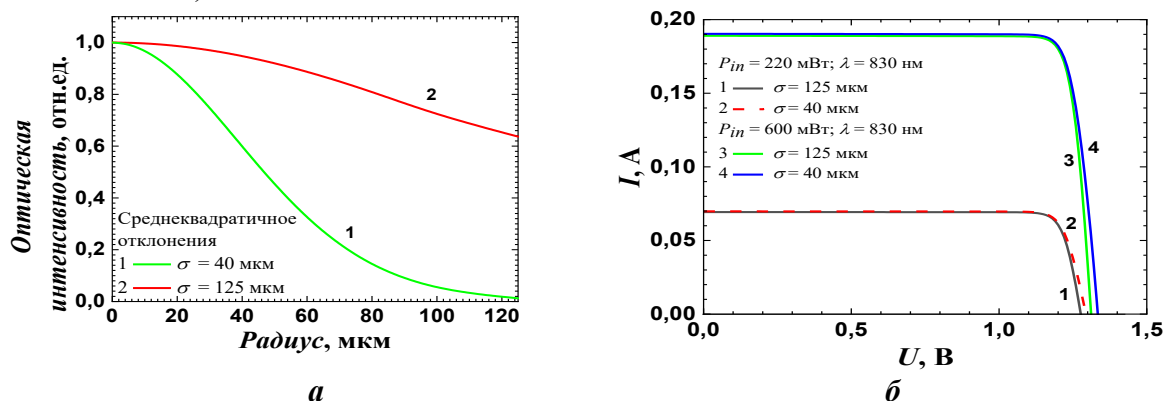


Рис. 5. а) Профили распределения интенсивности падающего лазерного излучения по радиусу в относительных единицах при двух значениях параметра σ : кривая 1 – $\sigma = 40$ мкм; кривая 2 – $\sigma = 125$ мкм. б) Нагрузочные ВАХ при разных уровнях вводимой полной мощности и различных значениях параметра 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 в стационарном режиме при полных вводимых мощностях излучения до 1 Вт и длине волны $\lambda = 830$ нм влияние данного типа неоднородности лазерного излучения оказывается несущественным.

Моделирование модифицированной структуры двухпереходного ФП. На практике структура двухпереходного ФП включает тыльный потенциальный барьер и широкозонное окно, а влияние ловушек в области ТД существенно. Модифицированная модель опиралась на структуру именно такого ФП и учитывала ключевые физические процессы, характерные для реальных устройств. Концентрации легирующих примесей и толщины слоев модифицированной структуры ФП приведены в таблице 2.

Расчётное значение пикового туннельного тока встречно-включённого туннельного диода составило около 32 А/см^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.

Таблица 2. Структура двухпереходного p - n ФП 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

Моделирование двухпереходного ФП при освещении его излучением с интенсивностью 100 Вт/см^2 показало, что несмотря на усложнение конструкции ФП, по-прежнему имеются два устойчивых состояния и, следовательно, бистабильность ФП сохраняется (рис. 6).

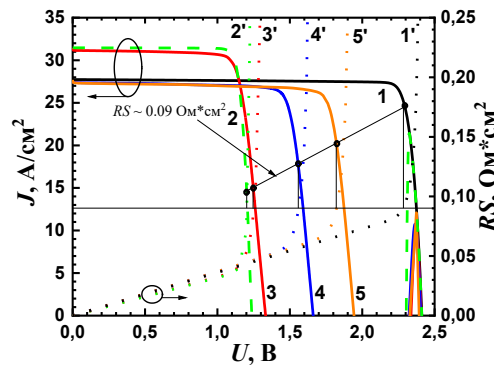


Рис. 6. Нагрузочные кривые для разных режимов работы ФП. Кривая 1 – первое туннельное решение, кривые 2-5 – второе диффузионное решение при различных концентрациях ловушек $N_{trap} = 0, 10^{14}, 10^{15}, 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Зависимость напряжения от нормированного на площадь поперечного сечения 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 (J_{sc}) оказывается несколько выше, чем в

первом при малой концентрации ловушек, в то время как напряжение холостого хода U_{oc} 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 (рис. 6). 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 смещён на 1.05 В в прямом направлении, а второй на 1.03 В в обратном. При этом ТД смещён всего на 0.02 В, что соответствует туннельной ветви ВАХ. В состоянии, отвечающем второму решению, ТД имеет значительное положительное смещение, отвечающее диффузионной ветви ВАХ. 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. 7).

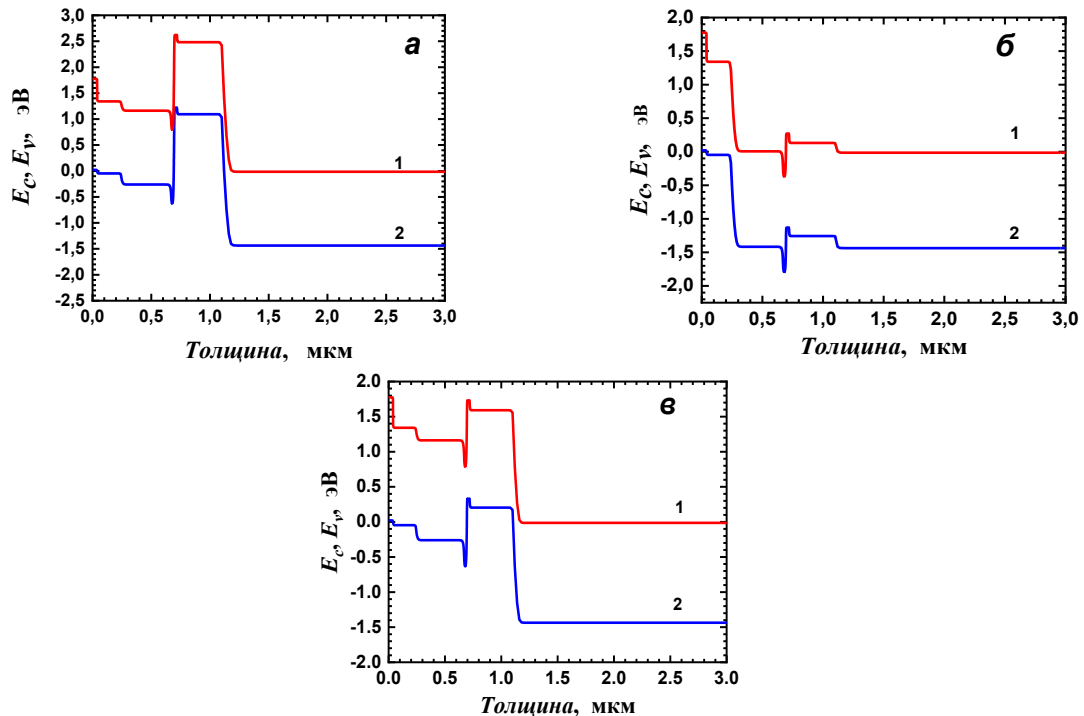


Рис. 7. Зонные диаграммы двухпереходного ФП в режиме короткого замыкания. а) первое «туннельное» состояние, б) и в) второе «диффузионное» состояние при $N_{trap} = 0$ и $N_{trap} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, соответственно, где кривая 1 – зона проводимости, а кривая 2 – валентная зона.

Анализ распределений токов (рис. 8) показывает, что при больших 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.

Примечательно, что в режиме холостого хода (рис. 8б), 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. 8а). В отсутствие же ловушек второму решению отвечает состояние, в котором ТД находится на диффузионной ветви. Видимый на рисунке 8 скачок суммы диффузионно-дрейфовых компонент электронного и дырочного токов компенсируется туннельно-ловушечным током в ТД, так что полный ток остаётся постоянным вдоль всей структуры.

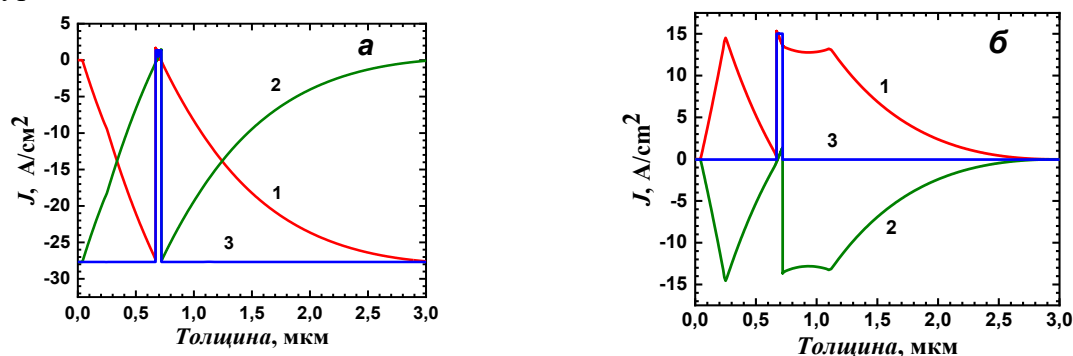


Рис. 8. Распределение диффузионно-дрейфовой компонент плотностей электронного (кривая 1) и дырочного тока (кривая 2) по толщине ФП во втором состоянии при $N_{trap} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ в режиме короткого замыкания а) и холостого хода б). Кривая 3 – плотность полного диффузионно-дрейфового тока электронов и дырок без учёта туннельно-ловушечного тока в ТД.

В реальных МФП обычно реализуется режим работы, описываемый первым решением [А6]. 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 6.

Моделирование трёхпереходного ФП. Исследования были направлены на решение двух задач. Во-первых, сравнение с характеристиками экспериментальных образцов, выращенных в лаборатории фотоэлектрических фотопреобразователей [А6]. Неожиданно, эти эксперименты обнаружили относительно небольшую величину напряжения холостого хода $\sim 2 \text{ В}$, хотя следовало было ожидать величину $\geq 3 \text{ В}$. Во-вторых, это задача исследования многозначности состояний МФП с числом переходов более 2-х. Теоретически структура с m ТД допускает существование 2^m решений (состояний). Соответственно, трёхпереходный ФП в принципе может находиться в 4 состояниях. Однако применяемый программный пакет допускает моделирование в стационарном режиме только одной области квантового туннелирования внутри структуры вследствие проблем сходимости и ограничений на объём памяти. На основании этого был применён

стандартный приём замены одного ТД на омическую связь, широко применяемый при моделировании ТД [10,11]. Расчёты были выполнены для экспериментальной структуры, параметры которой представлены в таблице 3, при замене верхнего ТД на омическое сопротивление.

Таблица 3. Экспериментальная технологическая структура трёхпереходного $p-i-n$ ФП.

Материал	$N_D, \text{см}^{-3}$	$N_A, \text{см}^{-3}$	Толщина, мкм
$p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}, x=0.3$	-	$5 \cdot 10^{19}$	0.3
$p\text{-GaAs}$	-	$1 \cdot 10^{18}$	0.04
$no\text{-GaAs}$	$1 \cdot 10^{15}$	-	0.3
$n\text{-GaAs}$	$1 \cdot 10^{18}$	-	0.06
$n^{++}\text{-GaAs}$	$1 \cdot 10^{19}$	-	0.01
$p^{++}\text{-GaAs}$	-	$4 \cdot 10^{19}$	0.01
$p\text{-GaAs}$	-	$1 \cdot 10^{18}$	0.075
$no\text{-GaAs}$	$1 \cdot 10^{15}$	-	0.5
$n\text{-GaAs}$	$1 \cdot 10^{18}$	-	0.1
$n^{++}\text{-GaAs}$	$1 \cdot 10^{19}$	-	0.01
$p^{++}\text{-GaAs}$	-	$4 \cdot 10^{19}$	0.01
$p\text{-GaAs}$	-	$1 \cdot 10^{18}$	0.6
$no\text{-GaAs}$	$1 \cdot 10^{15}$	-	0.95
$n\text{-GaAs}$	$1 \cdot 10^{18}$	-	0.7
$n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}, x=0.3$	$3 \cdot 10^{18}$	-	0.2
$n\text{-GaAs}$	$6 \cdot 10^{18}$	-	0.25
$n\text{-GaAs}$	$2 \cdot 10^{18}$	-	0.3

В рамках первой задачи полученные результаты подтвердили, что экспериментальная структура действительно должна иметь напряжение холостого хода равное 2 В, но выявили расхождение в нагрузочных кривых в окрестности рабочей точки (рис. 9а, кривые 1, 2). Заниженное значение напряжения холостого хода можно объяснить неточностью определения геометрических параметров туннельного диода: малая толщина ТД приводит к обеднению электронами и, как следствие, к увеличению длины пути туннелирования и уменьшению туннельной прозрачности. Проведённые расчёты с увеличенной до ~ 25 нм толщиной n^{++} -слоя нижнего ТД подтвердили правильность такого объяснения. Напряжение холостого хода выросло с 2 В до 2.75 В при той же интенсивности излучения (рис. 9а, кривая 3).

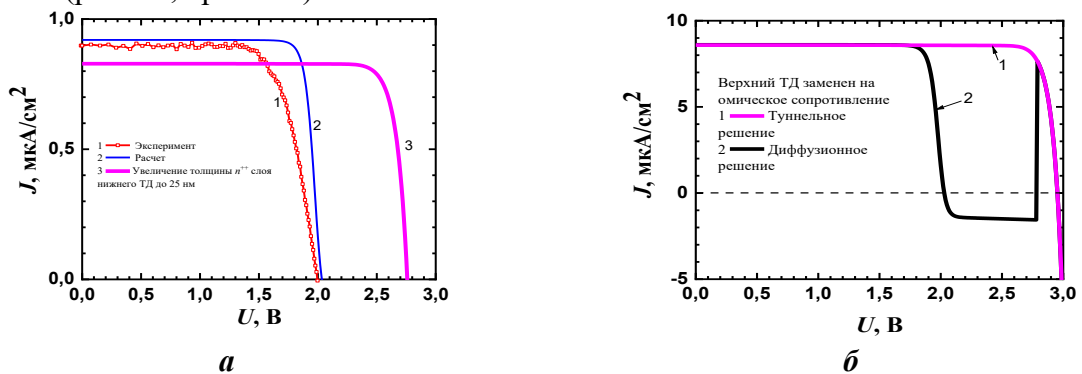


Рис. 9. Нагрузочные ВАХ трёхпереходного ФП с учетом квантового туннелирования в нижнем ТД: а) при интенсивности излучения 27.9 мВт/см^2 : эксперимент (кривая 1), расчёт (кривая 2), толщина n^{++} слоя нижнего ТД увеличена до 25 нм (кривая 5). б) при интенсивности излучения 88.5 мВт/см^2 : кривая 1 – «туннельное» решение; кривая 2 – «диффузионное» решение.

В ходе решения второй задачи также были обнаружены два режима работы ФП – туннельный и диффузионный (рис. 9б, кривые 1, 2). Приведённые нагрузочные кривые похожи на нагрузочные кривые двухпереходного ФП, что позволяет распространить на данную структуру ранее сделанные выводы. Отметим, что при увеличении интенсивности до 88.5 мВт/см^2 с сохранением толщины n^{++} -слоя ТД ~ 25 нм напряжение холостого хода в

туннельном режиме составило 3 В, а в диффузионном 2 В, что близко к напряжению холостого хода двухпереходного ФП для «туннельного» решения.

Результаты исследования третьей главы опубликованы в статьях [А3,А4].

Четвертая глава посвящена численному моделированию многопереходных $p-i-n$ ФП в импульсном режиме работы. Преобразование субнаносекундных лазерных импульсов в электрический ток при подключении МФП к нагрузке востребовано в системах радиофотоники [12]. В силу сложности расчётов (см. третью главу) моделирование проведено в основном для двух и трёхпереходных ФП. Основное отличие от задачи, рассмотренной в третьей главе, состоит в использовании нестационарных уравнений переноса носителей заряда. При исследовании ФП в импульсном режиме работы особый интерес представляют большие интенсивности излучения, что, в свою очередь, требует увеличения пикового туннельного тока соединительного диода. 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 моделируемых $p-i-n$ ФП представлены в таблицах 4 и 5. Толщины субэлемента определялись условием равенства поглощённых фотонов в каждом субэlemente. Коэффициент поглощения зависел от концентрации легирующей примеси согласно данным работы [31]. Структуры включали широкозонное окно, два или три субэлемента, тыльный барьер и буфер. Каждый субэлемент представлял собой $p-i-n$ структуру для улучшения разделения фотоносителей. Длительность лазерного импульса на полувысоте амплитуды во всех расчётах в этой главе была постоянной и, за исключением отдельных случаев, составляла $\tau_{0.5} = 140$ пс.

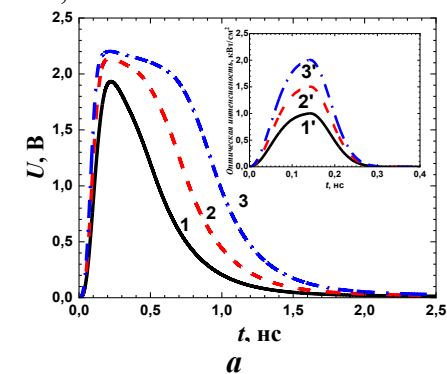
Таблица 4. Структура двухпереходного $p-i-n$ ФП

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
$n_0\text{-GaAs}$	$1 \cdot 10^{15}$	-	0.368
$n\text{-GaAs}$	$1 \cdot 10^{18}$	-	0.12
$n^{++}\text{-GaAs}$	$2 \cdot 10^{19}$	-	0.02
$p^{++}\text{-GaAs}$	-	$6 \cdot 10^{19}$	0.02
$p\text{-GaAs}$	-	$2 \cdot 10^{18}$	0.4
$n_0\text{-GaAs}$	$1 \cdot 10^{15}$	-	0.9
$n\text{-GaAs}$	$1 \cdot 10^{18}$	-	1.93
$n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}, x=0.3$	$3 \cdot 10^{18}$	-	0.2
$n\text{-GaAs}$	$6 \cdot 10^{18}$	-	0.25
$n\text{-GaAs}$	$2 \cdot 10^{18}$	-	0.3

Таблица 5. Структура трёхпереходного $p-i-n$ ФП

Материал	$N_D, \text{ см}^{-3}$	$N_A, \text{ см}^{-3}$	Толщина, мкм
$p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}, x=0.3$	-	$5 \cdot 10^{19}$	0.3
$p\text{-GaAs}$	-	$1 \cdot 10^{18}$	0.08
$n_0\text{-GaAs}$	$1 \cdot 10^{15}$	-	0.25
$n\text{-GaAs}$	$1 \cdot 10^{18}$	-	0.07
$n^{++}\text{-GaAs}$	$1 \cdot 10^{19}$	-	0.01
$p^{++}\text{-GaAs}$	-	$1 \cdot 10^{19}$	0.01
$p\text{-GaAs}$	-	$1 \cdot 10^{18}$	0.11
$n_0\text{-GaAs}$	$1 \cdot 10^{15}$	-	0.43
$n\text{-GaAs}$	$1 \cdot 10^{18}$	-	0.11
$n^{++}\text{-GaAs}$	$1 \cdot 10^{19}$	-	0.01
$p^{++}\text{-GaAs}$	-	$1 \cdot 10^{19}$	0.01
$p\text{-GaAs}$	-	$1 \cdot 10^{18}$	0.77
$n_0\text{-GaAs}$	$1 \cdot 10^{15}$	-	0.9
$n\text{-GaAs}$	$1 \cdot 10^{18}$	-	0.78
$n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}, x=0.3$	$3 \cdot 10^{18}$	-	0.2
$n\text{-GaAs}$	$6 \cdot 10^{18}$	-	0.25
$n\text{-GaAs}$	$2 \cdot 10^{18}$	-	0.3

На рисунке 10а представлены фотоотклики двухпереходного ФП на оптические импульсы, показанные на вставке.



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

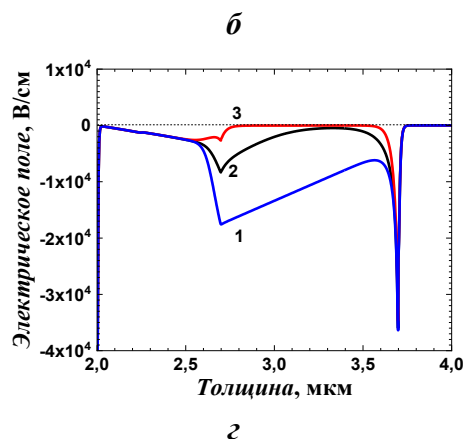
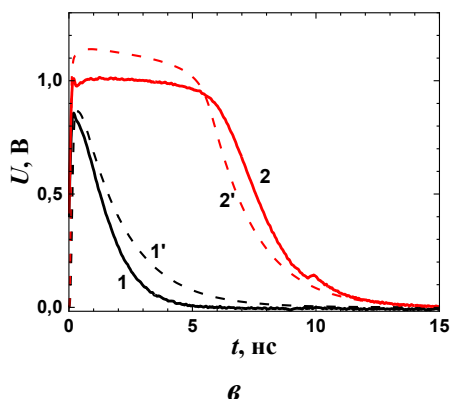


Рис. 10. а) Фотоотклики двухпереходного ФП на лазерные импульсы с пиковой интенсивностью $I_{peak} = 1, 1.53, 2$ кВт/см² (кривые 1-3, соответственно) длительностью 140 пс и длиной волны 830 нм. Форма лазерных импульсов показана на вставке. б) Параметры структуры однопереходного $p\text{-}i\text{-}n$ AlGaAs/GaAs ФП, возбуждаемого лазерным импульсом ($\lambda = 850$ нм, $\tau_{0.5} = 140$ пс); в) Сравнение экспериментальных (кривые 1, 2) и расчётных (кривые 1', 2') импульсов фотоотклика при интенсивностях 1.14 кВт/см² (кривые 1, 1') и 5.3 кВт/см² (кривые 2, 2'); г) - Распределение напряжённости электрического поля по толщине слоя объёмного заряда ООЗ: кривая 1 – начальный момент; кривая 2 – максимум фотоотклика (1.14 кВт/см²); кривая 3 – максимум фотоотклика (5.3 кВт/см²).

Видно, что при пиковой интенсивности больше 1.5 кВт/см², максимальное напряжение на нагрузке практически достигает насыщения, а длительность отклика увеличивается. Данный эффект также наблюдался экспериментально при исследовании фотоотклика однопереходного $p\text{-}i\text{-}n$ AlGaAs/GaAs ФП, возбуждаемого субнаносекундными импульсами [А9]. С целью установления причин этого явления было осуществлено численное моделирование структуры, соответствующей экспериментальному образцу (см. параметры на рисунке 10б). Как и в эксперименте, подключение ФП осуществлялось на нагрузку 50 Ом. Характеристики фотоотклика однопереходного AlGaAs/GaAs $p\text{-}i\text{-}n$ ФП при различной интенсивности лазерного излучения, а также распределения электрического поля по толщине структуры представлены на рисунках 10в и 10г. Увеличение длительности фотоотклика связано с тем, что с увеличением интенсивности излучения концентрация неравновесных носителей увеличивается, что приводит к уменьшению электрического поля и увеличивает время разделения носителей.

Было выполнено моделирование в импульсном режиме трёхпереходного $p\text{-}i\text{-}n$ ФП на основе структуры, представленной в таблице 3. В нестационарном случае расчёты были проведены с двумя областями квантового туннелирования, без замены одного из ТД на омическое сопротивление. Достигнуто согласие расчётных и экспериментальных фотооткликов (рис. 11), что подтверждает правильность используемых моделей.

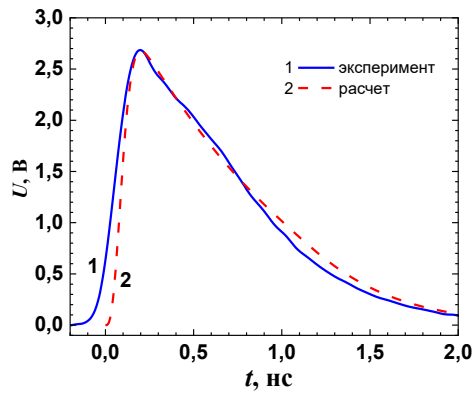


Рис. 11. Импульсы фотоотклика монолитного трёхпереходного *AlGaAs/GaAs p-i-n* ФП в фотовольтаическом режиме (кривая 1 – эксперимент, кривая 2 – расчёт). Оптический импульс, подаваемый на ФП, имел пиковую интенсивность 9.6 кВт/см^2 и длительность 140 пс.

Важной особенностью импульсного режима работы МФП 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 показано на рисунке 12.

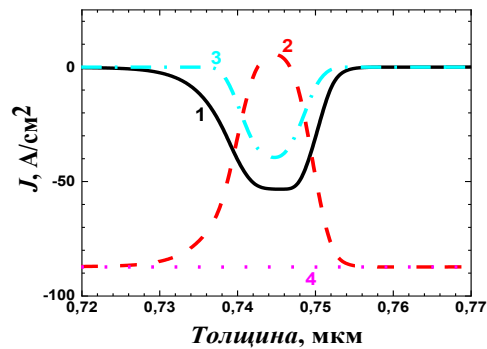


Рис. 12. Распределения плотности тока смещения (кривая 1), суммарного диффузионно-дрейфового тока электронов и дырок (кривая 2), туннельного тока (кривая 3) и полного тока (кривая 4) в области ТД двухпереходного ФП в момент времени 217 пс при $I_{peak} = 1.53 \text{ кВт/см}^2$.

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 чего возникает ток смещения, который дает основной вклад в ток, протекающий между смежными субэлементами. Учитывая малую длительность оптического импульса, можно было предположить, что данный эффект возникает вследствие значительной интенсивности излучения. Для подтверждения этой гипотезы были проведены аналогичные расчёты при значительно меньших значениях интенсивности излучения. Оказалось, что даже при пятикратном снижении интенсивности ток смещения доминирует над туннельным током, хотя разница между ними существенно уменьшается.

Полученные результаты указывают на то, что благодаря появлению тока смещения туннельные диоды перестают быть 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 (рис. 10а). Это позволяет заключить, что при создании импульсных фотопреобразователей нецелесообразно стремиться к достижению высокого совершенства ТД. Допустимо отказаться от туннельно-прозрачных переходов между субэлементами, ограничиваясь структурами типа *pr-pr*. Для подтверждения данного вывода были проведены расчёты при меньших уровнях легирования *p*- и *n*-слоёв ТД с учётом туннельного эффекта. Результаты показывают (рис. 13а), что даже в условиях исчезновения туннельного эффекта, обусловленного снижением концентрации примеси в слоях ТД, наблюдается лишь незначительное ухудшение характеристики фотоотклика: пиковая амплитуда напряжения на ФП уменьшается не более чем на 8%.

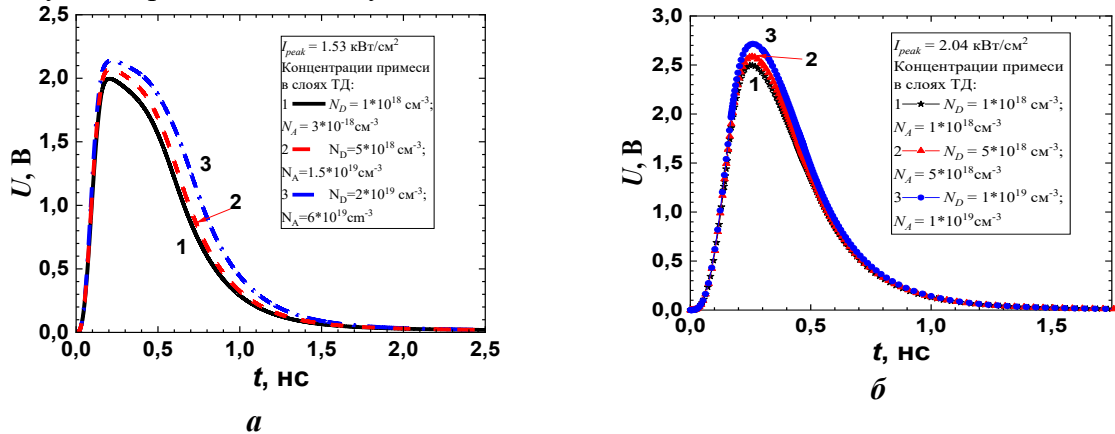


Рис. 13. Фотоотклики ФП при различной концентрации легирующей примеси в слоях ТД: а) двухпереходного ФП при $I_{peak} = 1.53 \text{ кВт/см}^2$: кривая 1 – $N_D = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_A = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; кривая 2 – $N_D = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_A = 1.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$; кривая 3 – $N_D = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $N_A = 6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$; б) трёхпереходного ФП при $I_{peak} = 2 \text{ кВт/см}^2$: 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 13а), но существенно упрощает технологию изготовления МФП.

Аналогичные результаты получены и для трёхпереходных ФП (рис. 13б), 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%.

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. 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 14а показан фотоотклик шестипереходного ФП при различной пиковой интенсивности оптического импульса в случае, когда легирование ТД составляло $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Видно, что даже при 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 14б, где показана зонная диаграмма шестипереходного ФП в момент времени $t = 236 \text{ пс}$, когда напряжение достигает максимума.

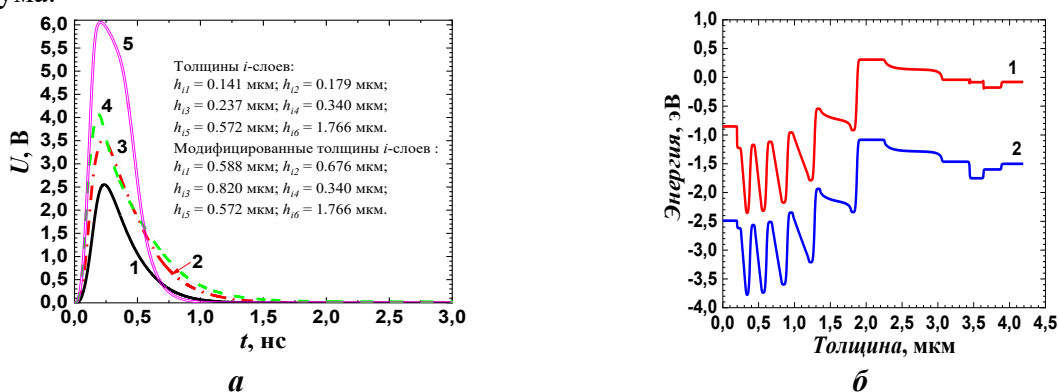


Рис. 14. а) Фотоотклики шестипереходного ФП при разной пиковой интенсивности лазерного излучения при легировании в слоях ТД $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$: кривая 1 – 4.1 кВт/см^2 ; кривая 2 – 8.2 кВт/см^2 ; кривая 3 – 12.2 кВт/см^2 ; кривая 4 – 16.3 кВт/см^2 ; кривая 5 – с заменой в первых трёх субэлементах $GaAs$ на $AlGaAs$ (8.2 кВт/см^2). б) Зонная диаграмма шестипереходного ФП в момент времени $t = 236 \text{ пс}$ при пиковой интенсивности лазерного излучения 4.1 кВт/см^2 : кривая 1 – зона проводимости; кривая 2 – валентная зона.

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 незначительны. 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 14а).

Для проверки второго фактора уровень легирования соединительных $p-n$ 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 интенсивности большей 8.2 кВт/см^2 . Более того, таким методом была рассчитана модель двенадцатипереходного ФП, в которой было получено пиковое напряжение фотоотклика 9.5 В.

Полученные в 4-й главе результаты показывают, что для преобразования 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.

По результатам работы четвертой главы опубликована статья [А8].

В **пятой главе** проведено численное моделирование биполярных электрических импульсов, формируемых с помощью СВЧ-модулей на основе $p-i-n$ МФП.

Для передачи электрических сигналов через атмосферу вместо быстро затухающих однополярных импульсов используют биполярные радиоимпульсы. Их можно получить с помощью двух ФП, как показано на схеме, представленной на рисунке 15а.

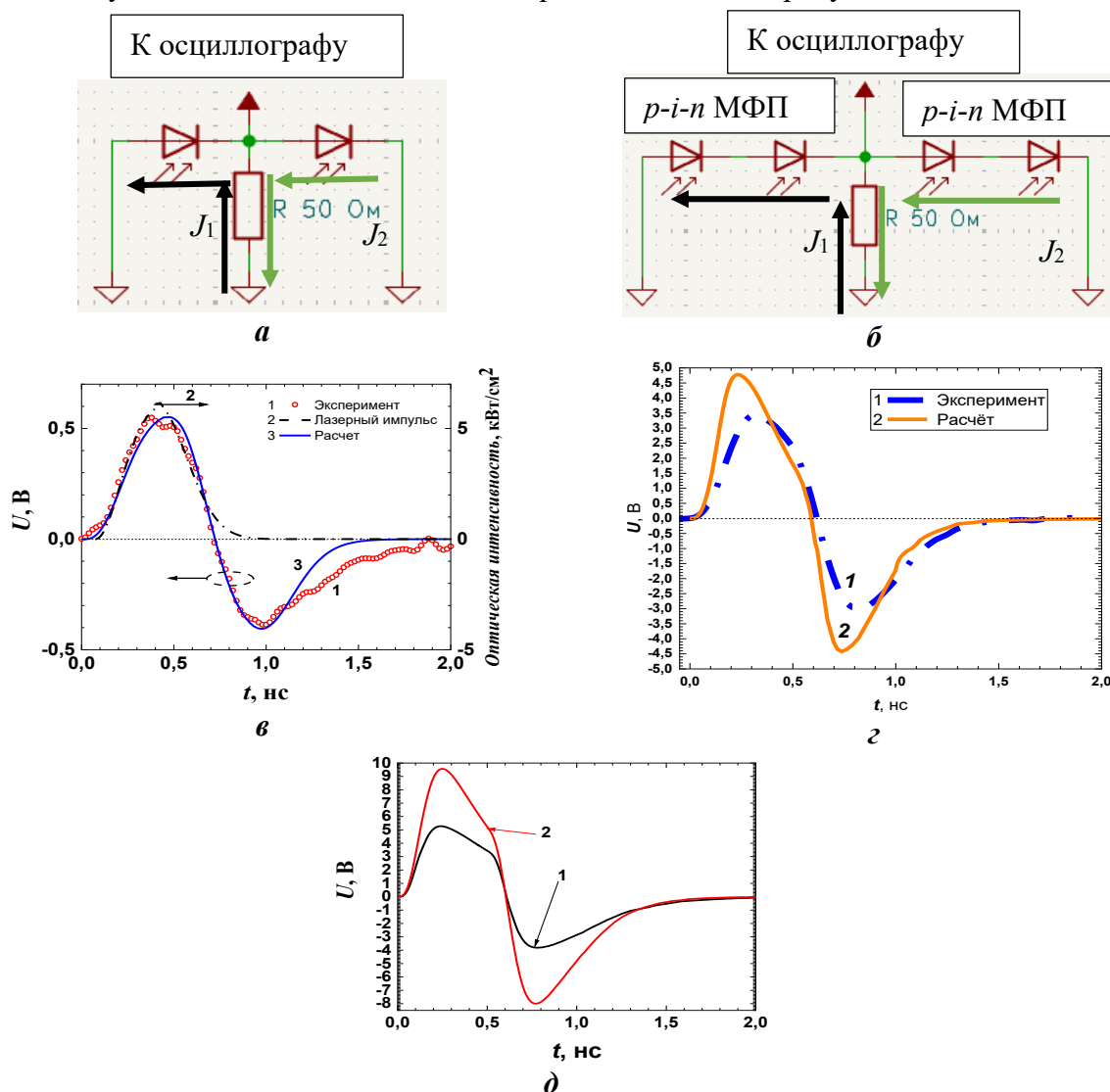


Рис. 15. а) Электрическая схема включения 2-х $p-i-n$ ФП в СВЧ модуле; б) Электрическая схема включения 4-х $p-i-n$ ФП в СВЧ модуле; в) Импульсы напряжения сборки из двух СВЧ ФП: кривая 1 – эксперимент $\tau_{0.5} = 350$ пс, $U_{max} = 0.94$ В; кривая 2 – форма импульса интенсивности лазерного излучения длительностью $\tau_{0.5} = 350$ пс; кривая 3 – расчётная форма импульса напряжения; г) Импульсы фотоотклика СВЧ модуля из 4-х трёхпереходных ФП при интенсивности лазерного излучения ~ 9.6 кВт/см², кривая 1 – эксперимент, кривая 2 – расчёт; д) Расчётные импульсы фотоотклика $AlGaAs/GaAs$ $p-i-n$ СВЧ-модулей ($\tau_{0.5} = 140$ 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 оптическими импульсами, подаваемыми последовательно на первую (левую) и вторую (правую) группу ФП составляет ~ 500 пс.

Оптический импульс подаётся сначала на первый ФП, а затем с задержкой на второй. В 5-й главе исследованы модули на основе 2-х однопереходных и 4-х (схема на рисунке 15б) трёхпереходных ФП, а также из двух шестипереходных и двух двенадцатипереходных ФП (для последних двух использовались ТД с высоким легированием). При переходе от трёхпереходных ФП к двенадцатипереходным была проведена корректировка оптических толщин с пропорциональным уменьшением значений для соответствия реальным характеристикам устройств.

Сравнение расчётных и экспериментальных данных для модуля из 2-х однопереходных ФП (рис. 15в) демонстрирует хорошее совпадение кривых 1 и 3. Для СВЧ-модуля из 4-х трёхпереходных ФП (рис. 15з) наблюдается некоторое расхождение: экспериментальный биполярный фотоотклик имеет меньшую пиковую амплитуду и большую длительность по сравнению с результатами численного моделирования. Это может быть обусловлено влиянием паразитных параметров монтажа ФП на микрополосковую линию и особенностями реальной структуры ФП. Численное моделирование СВЧ-модулей из двух шести- и двенадцатипереходных $AlGaAs/GaAs$ *p-i-n* ФП (экспериментальные образцы отсутствуют) (рис. 15д) прогнозирует улучшение фотоотклика: размах амплитуды вырастет с 9 В (модуль из 2-х шестипереходных ФП) до 17.6 В (модуль из 2-х двенадцатипереходных ФП), а длительность сократится с 500 пс (модуль из 2-х шестипереходных ФП) до 400 пс (модуль из 2-х двенадцатипереходных ФП) при высокой интенсивности излучения. Полученные результаты могут быть использованы при создании волоконно-оптической линии связи как составной части РОФАР: уменьшить массогабаритные параметры за счёт уменьшения количества используемого оптоволокна; улучшить согласование с нагрузкой за счёт того, что сопротивление в точке оптимальной мощности для шести и двенадцати переходных ФП больше, чем у трёхпереходного ФП; уменьшаются потери на паразитных параметрах элементов монтажа ФП на микрополосковую линию.

По результатам работы пятой главы опубликованы статьи [A5,A7].

Заключение

В диссертационной работе разработаны численные модели и рассчитаны характеристики монолитных полупроводниковых наногетероструктурных однопереходных и многопереходных $AlGaAs/GaAs$ *p-n* и *p-i-n* фотопреобразователей, функционирующих в фотовольтаическом режиме преобразования стационарного и импульсного оптического излучения.

Разработана и верифицирована 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, вследствие чего повышение интенсивности излучения люминесцентных источников $YPO_4:Eu/(^{238}Pu)$ на два порядка приводит к четырёхкратному росту КПД фотопреобразователя. Это открывает возможности для создания сверхдолговечных источников питания слаботочных систем.

Разработаны и исследованы модели двух- и трёхпереходных фотоэлектрических преобразователей с учётом квантового туннелирования во встречно-включённых диодах, соединяющих субэлементы многопереходного ФП. Для стационарного лазерного излучения впервые теоретически продемонстрировано существование нескольких устойчивых состояний МФП. 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. Расчёты показывают наличие бистабильности как для упрощённой структуры МФП, так и для модифицированной модели, включающей широкозонное окно, тыльный барьер и ловушки в слоях туннельного диода. Предложен способ экспериментальной проверки существования бистабильных состояний в двухпереходных *p-n* структурах.

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. Установлено, что в условиях освещения МФП короткими и мощными лазерными импульсами туннельные диоды теряют свою определяющую роль, поскольку туннельные токи замещаются токами смещения. 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. Кроме того, это позволяет использовать для моделирования МФП в импульсном режиме упрощённые модели, в которых эффект квантового туннелирования отключён. С помощью таких упрощённых моделей выполнено численное исследование шестипереходных и двенадцатипереходных ФП и предложены методы, предотвращающие падение 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/см².

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.

Публикации автора по теме диссертации

[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 / K. K. 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] Монолитный 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 монолитными 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/FTP.2025.07.62002.8065>

[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>

Список литературы

[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 решётка / Д. Ф. Зайцев [и др.] // Радиотехника. – 2021. – Т. 85, № 4. – С. 153–164.

- [13] Bhatti P. Stimulated sight // *Science Translational Medicine*. – 2015. – Vol. 7, № 287. – P. 287ec75–287ec75.
- [14] Four-junction AlGaAs/GaAs laser power converter / J. Huang [et al.] // *Journal of Semiconductors*. – 2018. – Vol. 39, № 4. – P. 044003.
- [15] 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.
- [16] 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.
- [17] 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.
- [18] 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.
- [19] Low dark current GaAs/AlAs graded-parameter superlattice PIN photodetector / N. R. Couch [et al.] // *Electronics Letters*. – 1986. – Vol. 22, № 12. – P. 636–637.
- [20] High-speed response of a quasi-graded band-gap superlattice p-i-n photodiode / D. G. Parker [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 1986. – Vol. 49, № 15. – P. 939–941.
- [21] 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.
- [22] 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.
- [23] 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.
- [24] Краснов А. А., Леготин С. А. Достижения в области разработки бетавольтаических источников питания (обзор) // *Приборы и техника эксперимента*. – 2020. – № 4. – С. 5–22.
- [25] 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.
- [26] Self-glowing crystals–radioactive decay energy converters into optical emission / M. V. Zamoryanskaya [et al.] // *Materials Research Bulletin*. – 2021. – Vol. 142. – P. 111431.
- [27] 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.
- [28] 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.
- [29] Baudrit M., Algorta 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. – С. 2564–2571.
- [30] Atlas User’s Manual: Device simulation software. – Silvaco, 2015.
- [31] 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.