

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

На правах рукописи

МИНТАИРОВ Сергей Александрович

МНОГОПЕРЕХОДНЫЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРНЫЕ
ФОТОПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ НА ОСНОВЕ МАТЕРИАЛОВ A^3B^5 И ГЕРМАНИЯ,
ПОЛУЧЕННЫЕ МЕТОДОМ МОС-ГИДРИДНОЙ ЭПИТАКСИИ

специальность:

01.04.10 — физика полупроводников

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

научный руководитель:

доктор техн. наук

Андреев В.М.

Санкт-Петербург

2015

Оглавление

Введение	5
Основные положения, выносимые на защиту:.....	12
Глава 1. Каскадные фотопреобразователи и технология их создания (литературный обзор).....	15
<i>1.1 Принцип действия каскадных фотопреобразователей.....</i>	<i>15</i>
1.1.1 Фотоэлектрический метод преобразования энергии, спектр солнца, полупроводниковые солнечные элементы.....	15
1.1.2 Однопереходные фотопреобразователи, спектральные и нагрузочные характеристики, механизмы протекания темнового тока, влияние диффузионных длин и рекомбинации на интерфейсах на параметры ФЭП.....	20
1.1.3 Каскадные фотопреобразователи, материалы для каскадных солнечных элементов, различные варианты создания каскадных элементов	34
<i>1.2 Развитие метода МОС – гидридной эпитаксии для выращивания структур каскадных фотопреобразователей</i>	<i>41</i>
1.2.1 Основные принципы технологии МОС – гидридной эпитаксии, преимущества над другими методами при создании структур каскадных солнечных элементов фотопреобразователи.....	41
1.2.2 Развитие реакторов установок МОС – гидридной эпитаксии (горизонтальный, вертикальный, планетарный, турбодиск)	51
Глава 2. Особенности однопереходных субэлементов каскадных фотопреобразователей <i>p-n</i> и <i>n-p</i> полярности	57
2.1 Экспериментальное оборудование для создания и исследования структур ФЭП.....	57

2.2 Методики аналитического описания электрофизических процессов, происходящих в структурах ФЭП	59
2.2.1 Расчет внешнего квантового выхода МП СЭ	59
2.2.2 Численное моделирование параметров СЭ	67
2.3. Фотопреобразователи на основе Ge, диффузионные длины в Ge, коэффициенты собирания носителей из базы и эмиттера	71
2.4 Диффузионные длины в фотоактивных слоях GaAs субэлементов, коэффициенты собирания носителей из базы и эмиттера	79
2.5 Фотопреобразователи на основе GaInP	83
2.5.1 Диффузионные длины, коэффициенты собирания для фотоактивных слоев GaInP	83
2.5.2 Особенности n-n и p-p гетеропереходов AlGaInP/GaInP	85
2.6 Выводы	94

Глава 3. Минимизация оптических и электрических потерь, возникающих в структурах каскадных GaInP/GaInAs/Ge фотопреобразователей	97
3.1 Оптические потери в структурах GaInP/GaInAs/Ge КСЭ	98
3.1.1 Внутреннее отражение света от гетероинтерфейсов, просветление гетерограниц для Ge субэлементов каскадных ФЭП	98
3.1.2 Поглощение света в верхнем туннельном диоде, увеличение прохождения света в средний субэлемент на основе GaInAs.	104
3.1.3 Отражение света от слоев верхнего субэлемента на основе GaInP, просветление поверхности каскадных СЭ	107
3.2 Снижение электрических потерь в структурах каскадных фотопреобразователей	108
3.2.1 Фотоэффект в верхнем туннельном диоде, модель с фотовольтаическим и встречным диодами	109

3.2.2. Последовательное сопротивление нижнего туннельного диода с широкозонным барьером p-AlGaInP	117
3.3 Выводы	122
Глава 4. Оптимизация каскадных ФЭП на основе субэлементов GaInP, GaInAs и Ge для различных применений.....	126
4.1 Фотовольтаические параметры субэлементов на основе Ge в КСЭ. 126	
4.2 Фотовольтаические параметры субэлементов на основе GaAs в КСЭ	130
4.3 Фотовольтаические параметры субэлементов на основе GaInP в КСЭ	132
4.4 Оптимизация параметров двухпереходных GaInP/GaAs СЭ n-p полярности для преобразования прямого космического и концентрированного наземного спектра.....	133
4.5 Трехпереходные GaInP/GaInAs/Ge каскадные фотопреобразователи	136
4.5.1. Структуры, оптимизированные для преобразования прямого космического спектра.....	136
4.5.2. Структуры, оптимизированные для преобразования сильно концентрированного наземного спектра.....	138
4.6 Возможности дальнейшего увеличения эффективности преобразования трехпереходных GaInP/GaInAs/Ge КСЭ за счет использования анизотипных гетеропереходов.....	139
4.7 Выводы	147
Заключение	150
Публикации по теме диссертации	153
Список литературы.....	153

Введение

Настоящая работа посвящена разработке научных основ высокоэффективных многопереходных (каскадных) фотоэлектрических преобразователей (ФЭП) различного назначения (космического и наземного), содержащих материалы A^3B^5 и германий, а также разработке МОС-гидридной эпитаксиальной технологии для выращивания их структур. В работе рассмотрены оптические и электрические процессы, происходящие в структурах каскадных солнечных элементов (СЭ), рассмотрены основные фундаментальные и технологические ограничения каскадных СЭ (КСЭ), а также пути снижения различного вида потерь. Установлена взаимосвязь параметров слоев и интерфейсов с основными характеристиками КСЭ. Разработаны модели и эквивалентные схемы для описания различных процессов, происходящих в многопереходных (МП) СЭ.

Актуальность темы связана с тем, что в последние десятилетия в мире постоянно возрастал интерес к использованию экологически чистой неисчерпаемой энергии солнца для нужд человечества. Это выражается, в частности, в том, что наиболее развитые страны, такие как США, Германия, Япония и другие реализуют правительственные программы по поддержке и развитию солнечной энергетики, вводя налоговые и тарифные льготы для компаний, генерирующих электроэнергию на солнечных электростанциях.

Кроме того, солнечная энергия является основным источником питания космических летательных аппаратов, поэтому увеличение КПД СЭ и срока активной эксплуатации на орбите является первостепенной задачей космической энергетики, которая в настоящее время может быть решена только за счет использования полупроводниковых КСЭ.

Кроме экологичности и возобновляемости солнечная энергия также экономически привлекательна очень малыми операционными расходами, отсутствием расходов на сырье и отсутствием налога на выброс CO_2 . Однако,

стоимость энергии, получаемой при помощи солнечных фотоэнергоустановок (СФЭУ), остается пока весьма высокой.

Высокая себестоимость солнечной энергии в настоящий момент в основном обусловлена тем, что структуры кремниевых ФЭП, которые составляют основу порядка 80% всех СФЭУ в мире, имеют низкий КПД и достигли предела его увеличения. Кроме того, кремниевые ФЭП имеют высокую себестоимость, потенциал снижения которой за счет увеличения масштабов их производства практически полностью исчерпан.

Одним из наиболее перспективных путей к достижению паритета солнечной энергии с традиционными источниками является использование СФЭУ на основе каскадных гетероструктурных ФЭП с концентраторами солнечного излучения. КПД каскадных ФЭП превосходит КПД кремниевых в 2-3 раза, а себестоимость может быть заметно уменьшена при использовании дешевых линз, концентрирующих солнечное излучение на чипы ФЭП малого размера. При этом потребность в дорогостоящих гетероструктурах каскадных ФЭП, а, следовательно, и себестоимость энергии уменьшаются пропорционально кратности концентрирования, которая в современных СФЭУ достигает 500 – 1000 солнц.

Однако, потенциал снижения стоимости энергии СФЭУ на основе каскадных ФЭП пока не реализован, что во многом обусловлено тем, что возможности повышения КПД каскадных ФЭП, который напрямую влияет на себестоимость вырабатываемой энергии, не исчерпаны.

Ограничения на КПД каскадных ФЭП на основе согласованных по параметру решетки материалов GaInP/GaInAs/Ge, пригодных к промышленному производству, накладывает целая серия различного рода потерь, как фундаментальных, связанных с дизайном структуры и физическими процессами, происходящими при преобразовании энергии, так и технологических, связанных с возможностью эпитаксиального синтеза различных материалов с необходимыми параметрами.

Это приводит к тому, что КПД пригодных к широкомасштабному производству трехпереходных GaInP/GaAs/Ge СЭ составляет порядка 40% при преобразовании концентрированного наземного спектра, при теоретическом пределе трехпереходной структуры более 50%, что обуславливает возможность дальнейшего развития концентраторных СФЭУ на основе каскадных ФЭП в сторону снижения себестоимости вырабатываемой энергии.

Таким образом, разработка эффективных структур КСЭ, является актуальной научной и практической задачей, особенно для России, где мощный космический комплекс требует перехода на современные (конкурентоспособные) источники питания отечественной разработки.

В работе содержатся как практически значимые результаты, так и новые (ранее не обсуждавшиеся) данные, полученные экспериментально, аналитически и численно.

Цели и задачи работы.

Дальнейший прогресс в улучшении утилитарных характеристик высокоэффективных КСЭ требует решения следующих **задач**:

- разработка теоретических основ и технологии создания согласованных по параметру решетки каскадных ФЭП на основе GaInP/GaInAs/Ge, пригодных к промышленному производству;
- разработка комплексных методов анализа КСЭ и моделирования их параметров для выявления факторов ограничивающих эффективность их преобразования;
- выявление факторов лимитирующих работу КСЭ и разработка путей снижения их влияния за счет изменения, как дизайна структуры, так и технологии создания КСЭ;
- разработка структур КСЭ, применяемых для преобразования солнечного излучения с различным спектральным составом (космический и наземный

спектры);

- выявление структурных особенностей КСЭ для преобразования слабо, средне и сильно концентрированного солнечного излучения.

Основная цель настоящего исследования заключается в разработке научных основ и МОС-гидридной эпитаксиальной технологии для создания высокоэффективных каскадных ФЭП различного назначения (космического и наземного). Для этого необходимо детальное рассмотрение фотовольтаических и электрических процессов, происходящих в структурах МП СЭ, основных фундаментальных и технологических ограничений эффективности преобразования КСЭ, а также путей снижения различного вида потерь. Необходимо установить взаимосвязь между параметрами слоев и интерфейсов и основными характеристиками КСЭ, что подразумевает разработку моделей и эквивалентных схем для описания различных физических процессов, происходящих в МП СЭ.

Научная новизна полученных результатов.

- Впервые проведены расчеты коэффициентов сбора фотогенерированных носителей из слоев эмиттеров и баз для КСЭ на основе GaInP/GaInAs/Ge, установлена разница сбора носителей из базы и эмиттера ФЭП на основе германия, показано, что для всех эмиттеров сбор порядка 95% достигается при трехкратном превышении диффузионной длины над толщиной слоя, а сбор в 95% для баз GaAs и GaInP субэлементов достигается уже при двукратном превосходстве диффузионной длины над толщиной слоя.
- Впервые сделан вывод о преимуществе GaAs *p-n* полярности, ввиду того, что при высоких уровнях легирования ($\sim 10^{18}$ см⁻³) *p*-GaAs слои обладают большими диффузионными длинами, по сравнению с *n*-GaAs, а при низких ($< 10^{17}$ см⁻³) *p*-GaAs слои обладают меньшими диффузионными длинами, по

сравнению с n -GaAs.

- Впервые проведено численное моделирование структур GaInP ФЭП и установлено, что падение характеристик ФЭП p - n полярности связано с большим разрывом валентной зоны ΔE_v для GaAs/AlInP и AlInP/GaInP интерфейсов p - n структуры, что приводит к формированию высокого потенциального барьера (около 0.54 эВ) для дырок. При этом для структуры n - p полярности барьеры для основных носителей (электронов), проходящих через слой широкозонного окна, не превышает 0.15 эВ, и не ограничивает их транспорт.
- Впервые показано, что при использовании слоя p -Al_{0.8}Ga_{0.2}As в качестве широкозонного окна GaInP ФЭП p - n полярности образуется достаточно низкий барьер для дырок, на границе раздела Al_{0.8}Ga_{0.2}As/GaInP (0.19 эВ), который обеспечивает хороший перенос дырок через окно.
- Впервые показано, что для GaInP ФЭП n - p полярности особенности зонной диаграммы приводят к тому, что при увеличении плотности дефектов на интерфейсе окно/эмиттер дырки оттягиваются от границы под действием электрического поля, что ведет к снижению скорости рекомбинации и к меньшей чувствительности дефектам.
- Впервые показано, что использование нуклеационного слоя GaInP с оптимальной толщиной (170-180 нм) приводит к дополнительному возрастанию фототока Ge субэлемента на величину порядка 1.5 мА/см² за счет уменьшения отражения света от поверхности Ge субэлемента.
- Впервые теоретически оптимизированы оптические потери в структурах КСЭ, что позволило повысить фототок, генерируемый средним GaInAs субэлементом на величину порядка 2.5 мА/см².
- Впервые обнаружен загиб на зависимости напряжения холостого хода от

плотности падающего излучения для КСЭ на основе GaInP/GaAs/Ge, что было обусловлено наличием встречного фото-ЭДС, возникающего в структуре КСЭ из-за присутствия туннельных диодов, представляющих собой встречно включенные $p-n$ переходы, что было подтверждено численным моделированием.

- Впервые обнаружено, что наблюдаемое встречное фото-ЭДС возникает в верхнем туннельном диоде и связано с заметным поглощением фотонов в слое тыльного потенциального барьера (ТПБ) p -GaInP, и предложено использование слоя $p-(Al_{0.2}Ga_{0.8})_{0.52}In_{0.48}P$ в качестве ТПБ верхнего субэлемента для нивелирования встречного фото-ЭДС.
- Впервые обнаружено наличие «хвостов» на ВАХ исследуемых КСЭ, связанное с наличием p/p изотипных гетеропереходов между фосфидными и арсенидными слоями за счет использования $p-(Al_{0.3}Ga_{0.7})_{0.52}In_{0.48}P$ широкозонного слоя в нижнем туннельном диоде, что было подтверждено численным моделированием зонных диаграмм и ВАХ КСЭ.
- Впервые предложено использование слоя p -GaInP в качестве ТПБ среднего GaInAs субэлемента, являющегося одновременно широкозонным барьером для нижнего туннельного диода, что позволило дополнительно предотвратить диффузию атомов углерода из p -слоя туннельного диода, по сравнению с ТПБ на основе p -AlGaAs, и обеспечило работоспособность нижнего туннельного диода даже при высоких плотностях падающего излучения.
- Впервые показано, что в случае использования слоя $p-(Al_xGa_{1-x})_{0.52}In_{0.48}P$ при «х» меньше 25% высота барьера для дырок на гетеропереходе оказывается достаточно мала, чтобы обеспечить эффективный транспорт носителей.
- Впервые в России были созданы однопереходные ФЭП на основе Ge, GaAs и GaInP, двухпереходные ФЭП на основе GaInP/GaAs, а также трехпереходные КСЭ на основе GaInP/GaInAs/Ge с параметрами, находящимися на уровне

лучших мировых достижений в этой области.

- Впервые показано, что при выращивании на подложке Ge верхних субэлементов КСЭ происходит заглубливание диффузионного перехода в подложке со 140 нм для однопереходного ФЭП к 500 нм для GaAs/Ge двухпереходного ФЭП и до 700 нм для трехпереходного GaInP/GaInAs/Ge КСЭ. При этом значение диффузионной длины в эмиттере не изменяется и составляет 400 нм.
- Впервые показано, что увеличение количества субэлементов КСЭ приводило к уменьшению диффузионных длин неосновных носителей заряда в слоях GaInAs субэлементов. При этом в эмиттере диффузионная длина менялась от 500 нм для однопереходного ФЭП к 300 нм для двух- и трехпереходных КСЭ на основе GaInP/GaAs и GaInP/GaInAs/Ge, а в базах от 10 мкм для однопереходной структуры к 8 мкм для GaInP/GaAs и до 4 мкм для GaInP/GaInAs/Ge КСЭ.
- Впервые теоретически показано, что для среднего субэлемента, выполненного с сильно легированным эмиттерным слоем GaAs или GaInAs, низкие значения времени жизни неосновных носителей заряда приводят к рекомбинации значительного количества фотогенерированных носителей, что выражается в падении напряжения и тока, генерируемых средним переходом, и предложено использование широкозонных эмиттерных слоев AlInP, GaInP или AlGaAs для сокращения рекомбинационных потерь.
- Впервые показано, что при величинах времени жизни в базовом слое (τ_b) порядка 10^{-8} сек и в эмиттерном слое (τ_e) порядка 10^{-11} сек, использование гетеропереходов, приводящее к сокращению рекомбинационных потерь в эмиттерном слое, позволяет увеличить КПД ФЭП на величину порядка 3%.

Практическая значимость работы заключается в разработке и оптимизации конструкции каскадных солнечных элементов на основе

изопериодичных полупроводниковых материалов GaInP/GaInAs/Ge, пригодных к крупномасштабному производству, и разработке технологии создания таких КСЭ с параметрами, находящимися на уровне лучших достижений в этой области. Это дает перспективную возможность для развития солнечной энергетики, особенно важную для Российской Федерации, реализующей значительное количество космических программ и обладающей наибольшим количеством суммарной падающей наземной солнечной энергии.

Разработанные математические модели и подходы к численному моделированию могут быть успешно применены для создания широкого спектра оптоэлектронных приборов. Методики определения диффузионных длин могут применяться в материаловедении для оптимизации технологии синтеза различных полупроводниковых соединений.

Кроме того, разработанные однопереходные ФЭП на основе GaInP, GaInAs и Ge могут применяться в качестве фотодетекторов различного спектрального диапазона, в частности, для преобразования лазерного излучения.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Для GaInP/GaInAs/Ge каскадных солнечных элементов сборание фотогенерированных носителей из всех эмиттерных слоев на уровне 95% достигается при трехкратном превышении диффузионной длины над толщиной слоя, для базовых слоев GaInP и GaInAs субэлементов сборание на уровне 95% достигается при двукратном превышении диффузионной длины над толщиной слоя, а для полубесконечного базового слоя в подложке Ge максимальное сборание на уровне порядка 92% достигается при диффузионной длине неосновных носителей более 100 мкм.

2. При выращивании гетероструктур GaAs ФЭП методом МОС-гидридной эпитаксии с использованием атомов кремния и цинка в качестве донорной и акцепторной примеси соответственно, лучшими фотовольтаическими

параметрами обладает структура p - n полярности, так как при высоких уровнях легирования ($\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$) p -GaAs слои обладают большими диффузионными длинами, по сравнению с n -GaAs слоями, а при низких уровнях легирования ($< 10^{17} \text{ см}^{-3}$) – меньшими.

3. Для GaInP субэлементов p - n полярности возникает потенциальный барьер на гетерограницах контактный слой/широкозонное окно/эмиттер, связанный с большим разрывом валентной зоны ΔE_v для p -GaAs/ p -AlInP и p -AlInP/ p -GaInP интерфейсов, значительно уменьшающий транспорт основных носителей, при этом для структуры n - p полярности аналогичный барьер не ограничивает транспорт основных носителей вследствие меньшего разрыва зоны проводимости ΔE_c для n -GaAs/ n -AlInP и n -AlInP/ n -GaInP интерфейсов.

4. Использование в гетероструктурах GaInP/GaInAs/Ge КСЭ функциональных широкозонных слоев p - $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0,52}\text{In}_{0,48}\text{P}$ не приводит к возникновению потенциального барьера из-за разрыва валентной зоны ΔE_v для p -AlGaAs/ p -AlGaInP интерфейсов, препятствующего транспорту основных носителей при $\langle x \rangle \leq 25\%$.

5. Обнаружена встречная фотоЭДС в GaInP/GaInAs/Ge КСЭ, возникающая при разделении носителей, фотогенерированных в слоях базы и ТПБ GaInP субэлемента, верхним туннельным диодом, и показано, что использование слоев p - $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0,52}\text{In}_{0,48}\text{P}$ при $\langle x \rangle > 20\%$ в качестве ТПБ GaInP субэлемента позволяет нивелировать встречную фотоЭДС за счет значительного уменьшения поглощения фотонов в этом слое.

6. Использование слабо поглощающих широкозонных эмиттерных слоев n -AlInP, n -GaInP или n -AlGaAs в составе GaInAs субэлемента вместо эмиттерного слоя n -GaInAs, позволяющее уменьшить рекомбинационные потери, приводит к

увеличению КПД GaInAs субэлемента в случае, когда время жизни неосновных носителей в базовом слое p -GaInAs составляет более 10 нс; при этом высокая плотность состояний на гетерограницах n -AlInP/ p -GaInAs и n -AlGaAs/ p -GaInAs не приводит к падению КПД, что обусловлено особенностями зонных диаграмм.

Апробация работы. Результаты, вошедшие в диссертационную работу, опубликованы в авторитетных реферируемых российских и международных журналах, главе в монографии, патентах РФ и докладывались на 19 российских и международных конференциях.

Публикации. По результатам исследований, составляющих содержание диссертации, опубликовано 19 печатных работ в рецензируемых журналах, входящих в перечень ВАК, 1 глава в монографии, 12 патентов РФ, 30 трудов конференций и тезисов докладов. Список работ размещен в конце диссертации на странице 153.

Глава 1. Каскадные фотопреобразователи и технология их создания (литературный обзор)

1.1 Принцип действия каскадных фотопреобразователей

1.1.1 Фотоэлектрический метод преобразования энергии, спектр солнца, полупроводниковые солнечные элементы

Почти все источники энергии на Земле так или иначе являются энергией Солнца, полученной за годы существования нашей планеты. Каждую секунду Солнце выделяет огромное количество энергии ($\sim 10^{20}$ Дж/сек) и большая часть испускается в виде электромагнитного излучения. Поэтому использование световой энергии солнечного спектра является наиболее привлекательным практическим приложением явления фотоэффекта, открытого Альбертом Эйнштейном в 1905 году [1]. Однако, для его оптимального использования требуются значительные знания, как характеристик излучения, так и возможностей конструирования солнечных фотопреобразователей.

На околоземной орбите плотность солнечной электромагнитной энергии составляет 1.37 кВт/м^2 [2]. Проходя через атмосферу, часть излучения поглощается и рассеивается в космос. Инфракрасный диапазон поглощается преимущественно парами воды и углекислым газом, а более коротковолновая часть спектра – синяя и ультрафиолетовая поглощается озоном. Так до поверхности Земли доходит порядка 970 Вт/м^2 , но для удобства стандартизации измерений это значение округляют до 1 кВт/м^2 [3].

Одним из первых упоминаний квантово-механических явлений было исследование внутреннего фотоэффекта – явления перераспределения электронов по энергетическим состояниям в твердых и жидких полупроводниках и диэлектриках, происходящее под действием электромагнитного излучения

(света), приводящее к возникновению разности потенциалов, которое впервые наблюдалось (на электролитической ячейке) в 1839 году Беккерелем [4]. Первый фотоэлектрический преобразователь солнечной энергии был получен Чапеном, Фуллером и Пирсоном в 1954 году, которые создали СЭ на основе кремния с $p-n$ переходом и впервые наблюдали в нем фотовольтаический эффект [5]. В том же году был разработан солнечный элемент на основе сульфида кадмия [6].

Фотовольтаический эффект проявляется при освещении полупроводниковых структур, в которых имеются условия для разделения созданных светом электронно-дырочных пар на носители заряда двух знаков. Данные условия могут возникать при существенном различии подвижностей электронов и дырок в материале, в случае наличия магнитного поля, а также если структура имеет специфические неоднородности [7]. В качестве такой неоднородности может выступать гетеропереход между материалами с разной шириной запрещенной зоны, барьер Шоттки, однако, наиболее сильно фотовольтаический эффект проявляется в полупроводниковых структурах с $p-n$ переходом. Теория фотовольтаического эффекта разрабатывалась в 50-е годы на основе уже созданной на тот момент теории $p-n$ перехода [8] и описана в ряде работ [9-15].

Источником энергии солнечного излучения (СИ) служит термоядерная реакция, при которой каждую секунду на Солнце приблизительно $6 \cdot 10^{11}$ кг водорода превращается в гелий. Дефект массы при этом составляет ~ 4000 кг, что, согласно соотношению Эйнштейна $E = mc^2$, приводит к выделению $4 \cdot 10^{20}$ Дж энергии. При этом основная часть этой энергии испускается в виде электромагнитного излучения в диапазоне $0.2 - 3$ мкм. Поскольку полная масса Солнца $\sim 2 \cdot 10^{30}$ кг, оно должно пребывать в достаточно стабильном состоянии более 10 млрд. лет с постоянным выделением энергии. При этом спектр Солнца может быть описан через излучение абсолютно черного тела, т.к. Солнце в наибольшей степени обладает свойствами абсолютно чёрного тела среди тел Солнечной системы

Важными характеристиками света, необходимыми для описания процессов фотопреобразования, являются спектральный состав, удельная мощность источника и угол падения лучей. Как известно, абсолютно чёрное тело – это физически идеализированное тело, поглощающее всё падающее на него электромагнитное излучение во всех диапазонах, ничего не отражающее, но способное испускать электромагнитное излучение любой частоты. Интенсивность излучения абсолютно чёрного тела в зависимости от температуры и частоты определяется формулой Планка:

$$I(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}, \quad (1.1)$$

где $I(\nu, T)$ – мощность излучения на единицу площади излучающей поверхности в единичном интервале частот в перпендикулярном направлении на единицу телесного угла, а k – постоянная Больцмана. Спектры абсолютно чёрного тела при разных температурах представлены на рис. 1.1а.

Удельная мощность, излучаемая абсолютно чёрным телом, определяется законом Стефана-Больцмана:

$$\varepsilon_T = \sigma T^4, \quad (1.2)$$

где σ – постоянная Стефана-Больцмана, равная $5.67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{град}^4$.

Плотность мощности на некотором удалении от Солнца определяется формулой, которая легко получается из геометрических соображений (рис. 1.1б).

$$H_0 = \frac{R_{sun}^2}{D^2} H_{sun}, \quad (1.3)$$

где $H_0 [\text{Вт/м}^2]$ – удельная мощность на поверхности солнца, определяемая из закона Стефана-Больцмана, D – расстояние от Солнца в метрах. Так средняя плотность мощности в околоатмосферном космическом пространстве составляет 1366.1 Вт/м^2 .

У поверхности Земли спектр Солнечного излучения претерпевает значительные изменения в зависимости от рассеяния и поглощения атмосферой, локальных изменений в атмосфере водяных паров, появления облаков,

загрязнений атмосферы, широты данного места, времени года и времени дня. Эти эффекты влияют на спектральный состав наземного СИ, полную мощность и угол, под которым лучи падают на поверхность.

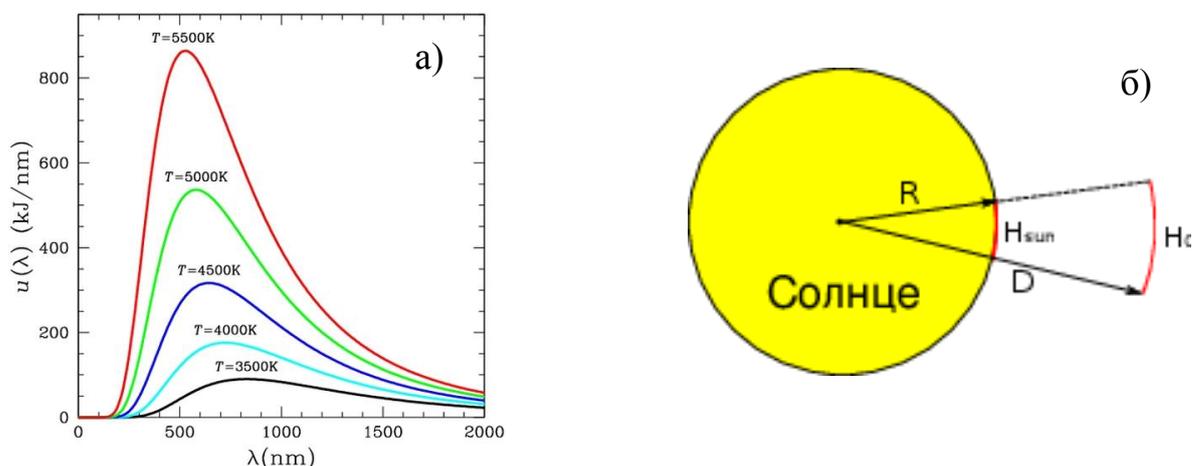


Рис. 1.1 – Спектры излучения абсолютно чёрного тела при различных температурах (а) и удельная мощность солнечного излучения в космосе (б)

После прохождения через атмосферу около 18% света поглощается, примерно 3% и 7% рассеивается в космос и на Землю соответственно. Наибольшим поглощением обладают частицы озона, углекислого газа и водяные пары. Рассеяние и поглощение фотонов газами существенно изменяет спектральный состав света, но незначительно сказывается на полной мощности. Эти же эффекты, происходящие на пыли и молекулах воздуха гораздо сильнее уменьшают мощность падающего света, слабо изменяя спектр [16].

Параметром, отражающим влияние атмосферы на интенсивность и спектральный состав солнечного излучения, доходящего до земной поверхности, является так называемая атмосферная масса. Атмосферная масса определяется по формуле [14]:

$$AM(x) = \frac{x}{x_0} \frac{1}{\sin \Theta}, \quad (1.4)$$

где x – атмосферное давление, x_0 – нормальное атмосферное давление, Θ – угол высоты Солнца над горизонтом.

По сути, значение АМ показывает, во сколько раз путь лучей сквозь атмосферу длиннее при данном солнцестоянии, чем при зенитном. При таком

вычислении мы предполагаем, что атмосфера представляет собой ровный горизонтальный слой. Таким образом, чем ниже солнце опускается к горизонту, тем больший путь сквозь атмосферу проходят солнечные лучи.

На рис. 1.2 показаны отличия спектра абсолютно чёрного тела с температурой 6000 К, спектра AM0 и спектра на поверхности Земли AM1.

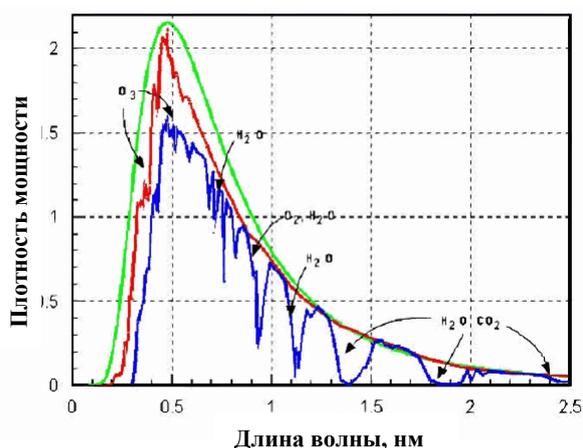


Рис. 1.2 – Сравнение спектра абсолютно чёрного тела с температурой 6000 К (зелёный), спектра в космосе AM0 (красный) и спектра на поверхности Земли AM1 (синий)

Для стандартизации измерений, проведённых в разных лабораториях на разном оборудовании, были приняты стандарты спектрального состава и плотности потока света для наземных и космических фотопреобразователей. Такие стандарты для земной поверхности называются AM1.5G и AM1.5D, где буква G соответствует свету с диффузионной компонентой, а стандарт D состоит только из прямого излучения, диффузионная компонента не учитывается. Последний спектр введен для стандартизации измерений концентраторных СЭ, т.к. при попадании на концентрирующую линзу, только нормально падающие лучи фокусируются на СЭ.

Интенсивность спектра AM1.5G примерно на 28% ниже AM0, 18% теряется на поглощение и 10% при рассеянии. Интенсивность прямого спектра AM1.5D примерно на 10% ниже полного.

Интенсивность прямой компоненты солнечного света может быть определена как функция воздушных масс и выражена в экспериментально полученном выражении:

$$I_D = 1.353 \cdot 0.7^{(AM^{0.678})}, \quad (1.5)$$

где, I_D – интенсивность на поверхности, перпендикулярной падающим лучам, выраженная в кВт/м^2 . Величина 1.353 кВт/м^2 – солнечная постоянная, а 0.7 отражает тот факт, что до поверхности Земли доходит только около 70% света, доходящего до атмосферы. Степень 0.678 – экспериментально подобранная величина, связанная с тем, что слои атмосферы не являются однородными. Зависимость от высоты учтена в более сложной формуле, также полученной эмпирически:

$$I_D = 1.353 \cdot [(1 - ah)0.7^{(AM^{0.678})} + ah], \quad a = 0.14, \quad (1.6)$$

где h – высота местности в километрах.

Таким образом, солнечный спектр характеризуется значительной плотностью энергии, что делает весьма привлекательным использование ФЭП для обеспечения нужд человечества в электроэнергии не только в космосе. Очевидно, что генерируемая мощность зависит не только от плотности падающего излучения, но также и от КПД фотопреобразователя.

1.1.2 Однопереходные фотопреобразователи, спектральные и нагрузочные характеристики, механизмы протекания темнового тока, влияние диффузионных длин и рекомбинации на интерфейсах на параметры ФЭП

Как уже отмечалось, на сегодняшний день наиболее эффективным способом преобразования электромагнитной энергии являются фотопреобразователи на основе полупроводниковых материалов с p - n переходом. При освещении ФЭП светом, фотоны с энергией, превышающей ширину запрещённой зоны

полупроводникового материала, будут генерировать неравновесные электрон-дырочные пары. Вблизи области пространственного заряда (ОПЗ) неравновесные носители будут увлекаться встроенным полем и разделяться. Происходит дрейф электронов, родившихся в p -области, в n -область и, наоборот – для дырок. Возникает направленное движение носителей заряда к контактам ФЭП и во внешней цепи начинает течь ток.

Поперечное сечение и энергетическая диаграмма типичного однопереходного солнечного элемента с p -структурой представлена на рис. 1.3. В общем случае он состоит из лицевого контакта, выполняемого в виде сетки для обеспечения прохождения квантов света в полупроводник, широкозонного окна, эмиттера, базы, тыльного потенциального барьера, подложки и сплошного тыльного контакта.

Широкозонное окно необходимо выполнять из материала с как можно большей шириной запрещенной зоны, чтобы минимизировать поглощение в нем света. Это является важным, так как электроны и дырки, генерированные в окне, не будут иметь препятствий для диффузии к лицевому контакту и рекомбинации на нем. Кроме того фотоны с энергией значительно большей ширины запрещенной зоны при поглощении в эмиттере вызывают появление “горячих” носителей, обладающих избытком кинетической энергии. Они могут преодолевать энергетический барьер окна и также попадать в него. Для ТПБ высота тыльного потенциального барьера в общем случае не является критической, т.к. толщина активной области, как правило, выбирается достаточной для поглощения всех фотонов с энергией большей ширины запрещенной зоны материала активной области, поэтому носители, рожденные вблизи барьера, не будут иметь избыточной энергии.

В результате поглощения фотонов образуются и основные, и неосновные носители. Из закона Бугера-Ламберта (1.7), где α – коэффициент поглощения, ясно, что поглощение фотонов максимально вблизи поверхности ФЭП и экспоненциально спадает вглубь структуры. Таким образом, появление носителей

вследствие поглощения фотонов наиболее вероятно у освещаемой поверхности полупроводникового устройства.

$$I = I_0 \exp(-\alpha x) \quad (1.7)$$

Число носителей, появившихся в единице объёма в единицу времени вследствие поглощения фотонов, называется скоростью генерации. Но для того, чтобы фотогенерированные носители дали вклад в фототок, их необходимо разделить, до их рекомбинации.

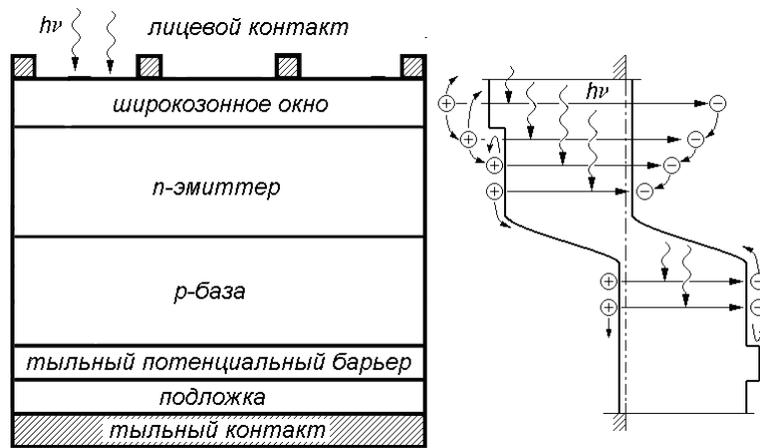


Рис. 1.3 – Структура и принципиальный вид энергетической диаграммы солнечного элемента с одним фотоактивным p–n переходом

Существуют три основных вида рекомбинации: излучательная, Оже-рекомбинация [17] и рекомбинация через примесные центры [18]. Любые дефекты или примеси внутри и на поверхности полупроводника являются центрами рекомбинации. Так как кристаллическая решетка на поверхности полупроводника резко обрывается, рекомбинация на поверхности особенно интенсивна. Высокая скорость рекомбинации в приповерхностной области приводит к тому, что эта область становится обедненной неосновными носителями. Очевидно, что в случае рекомбинации фотогенерированные носители не дают вклада в фототок, поэтому важнейшими для преобразования параметрами полупроводникового материала в случае ФЭП являются время жизни и диффузионная длина неосновных носителей заряда.

Время жизни неосновных носителей показывает, как долго электрон или дырка будут оставаться в материале до того как они рекомбинируют, а диффузионная длина неосновных носителей – это среднее расстояние, на котором концентрация носителей падает в e раз. Эти параметры говорят о качестве материала и его пригодности для изготовления солнечного элемента и связаны через коэффициент диффузии соотношением Эйнштейна:

$$L = \sqrt{D\tau}, \quad (1.8)$$

где L – диффузионная длина, D – коэффициент диффузии и τ – время жизни.

Чем дальше от ОПЗ рождается фотогенерированная электрон-дырочная пара, тем меньше вероятность её разделения. Вероятность разделения носителей, появившихся в обедненной области равна единице, так как все электроны и дырки сразу же разделяются полем (рис. 1.4). Таким образом, чем больше диффузионная длина тем больше фотогенерированных неравновесных носителей возможно разделить, и тем выше будет фототок.



Рис. 1.4 – Вероятности разделения фотогенерированных носителей в структуре СЭ

При разделении фотогенерированных носителей p -область заряжается положительно, а n -область – отрицательно, в результате чего возникает фото-ЭДС, соответствующая прямому смещению на переходе. Это понижает

потенциальный барьер, и через $p-n$ переход в пропускном направлении начинает течь ток. В результате поток электронов из p -области уменьшается, а поток дырок увеличивается. В случае разомкнутого фотопреобразователя это продолжается до тех пор, пока полный ток через $p-n$ переход не станет равным нулю, то есть до установления динамического равновесия.

Возникающая при этом разность потенциалов является напряжением холостого хода ($U_{х.х.}$), полярность которого соответствует прямому смещению на переходе. Если же фотопреобразователь короткозамкнут, то между n - и p -областями не создается разность потенциалов, и электроны, образовавшиеся в p -области вблизи области объемного заряда под действием освещения, вытягиваются полем перехода и попадают в n -область.

Для компенсации их убыли остальные фотоэлектроны в p -области диффундируют к $p-n$ переходу и также попадают в n -область, и возникает движение электронов к тыльному контакту, где электроны переходят во внешнюю цепь и, доходя до контакта к p -области, рекомбинируют с фотогенерированными дырками. Возникающий при этом фототок называется током короткого замыкания ($I_{к.з.}$, $J_{к.з.}$).

Вероятность разделения носителей зависит от того, на каком расстоянии от $p-n$ перехода родилась электронно-дырочная пара, а точнее, как это расстояние соотносится с диффузионной длиной носителя. Также она зависит от свойств поверхности и интерфейсов. Вероятность разделения падает с увеличением расстояния до перехода. Если носитель родился на расстоянии, превышающем диффузионную длину, вероятность разделения очень мала. Если неосновной носитель оказался близко к области с высокой скоростью рекомбинации, например, поверхности, вероятность его разделения также мала (рис. 1.4).

Основной характеристикой ФЭП, связанной с генерацией и разделением фотогенерированных носителей, является квантовая эффективность или квантовый выход (КВ). Квантовая эффективность – это отношение числа носителей, собранных солнечным элементом, к числу фотонов данной длины

волны, падающих на солнечный элемент (рис. 1.5). Квантовая эффективность равна единице, когда поглощены все фотоны определенной длины волны и собраны все неосновные носители, рожденные этими фотонами.

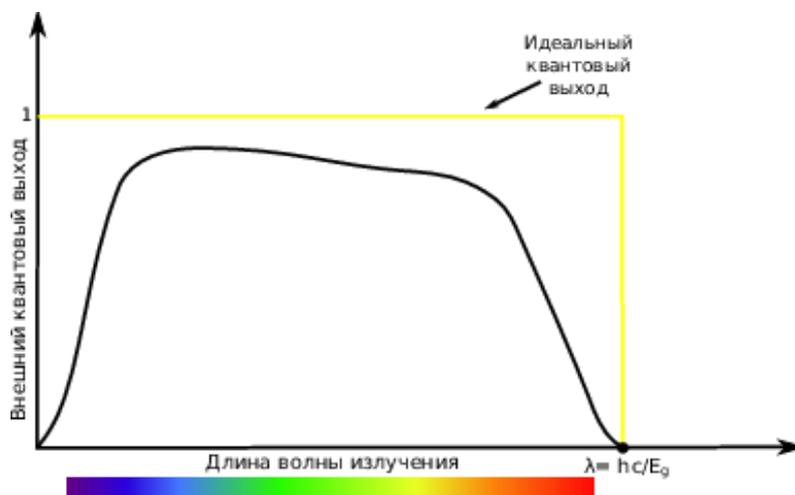


Рис. 1.5 – Спектральные зависимости внешнего квантового выхода (ВКВ) для идеализированного СЭ (желтая линия) и реального СЭ (черная линия).

Значениям фоточувствительности для каждой длины волны соответствует величина фотогенерированного тока, возникшего при действии монохроматического излучения. Величина плотности фотогенерированного тока ФЭП является интегральной величиной, при этом в реальном случае интегрирование проводится в диапазоне фоточувствительности ФЭП (от λ_0 до λ_{Eg}):

$$J_g = \frac{q}{hc} \int_{\lambda_0}^{\lambda_{Eg}} \lambda \cdot \text{Int}(\lambda) \cdot Q_{ext}(\lambda) \cdot d\lambda \quad (1.9).$$

Для АЧТ известно аналитическое выражение для интеграла спектра интенсивности излучения [19], поэтому фотогенерированный ток ФЭП, облученного источником с таким спектром (рис. 1.2), может быть вычислен с помощью выражения:

$$J_g = \int_{\lambda_0}^{\lambda_{Eg}} \frac{2\pi c q}{\lambda^4 \cdot \left(\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1 \right)} \cdot Q_{ext}(\lambda) d\lambda \quad (1.10).$$

Поскольку полупроводниковые материалы имеют высокие показатели преломления (например, для GaAs ~ 3.6), то значительная часть света отражается от поверхности ФЭП. Поэтому большое значение при анализе спектров фотоответа ФЭП имеют спектральные зависимости отражения от фоточувствительной поверхности ФЭП – $ref(\lambda)$ и внутреннего квантового выхода, характеризующего отношение числа разделенных p - n переходом пар фотогенерированных носителей тока к полному числу падающих на поверхность ФЭП фотонов:

$$Q_{int}(\lambda) = Q_{ext}(\lambda) \cdot \frac{1}{1 - ref(\lambda)} \quad (1.11)$$

Спектральный отклик ФЭП зависит от различных электрофизических характеристик полупроводника, на основе которого создан прибор, а также от его структурных параметров. К ним относятся: коэффициент оптического поглощения полупроводника (в который входит, в том числе, его E_g), подвижность неосновных носителей заряда и время жизни (диффузионная длина), глубина залегания p - n перехода, скорость вертикальной рекомбинации, ширина ОПЗ и др.

Для описания движения фотогенерированных носителей вне области объемного заряда можно использовать простую, но в большинстве случаев применимую, модель. В ней каждый носитель имеет скорость, зависящую от температуры, и движется в произвольном направлении. В каждом направлении носитель движется до того момента, пока не столкнется с атомом решетки. Расстояние, проходимое носителем, называется длиной свободного пробега. После соударения направление движения носителя изменяется.

Скорость носителей определяется температурой решетки. Носители в кристалле полупроводника при температуре T движутся со средней энергией $1/2 m v^2$, где m - масса носителя, v - его тепловая скорость.

Если концентрация носителей в одном месте выше, чем в другом, их постоянное случайное движение может привести к общему перемещению

носителей. Этот поток носителей называется диффузией и вызван их хаотическим движением. Скорость диффузии зависит от скорости, с которой носители движутся между актами рассеяния. Ее называют коэффициентом диффузии и измеряют в $\text{см}^2/\text{с}^{-1}$. Так как при увеличении температуры тепловая скорость носителей возрастает, то и диффузия проходит более быстро.

Случайному движению заряженных частиц можно придать определенное направление, если поместить материал в электрическое поле. При включении электрического поля в дополнение к тепловой скорости появляется ускорение в направлении электрического поля для дырки и против поля для электрона. Ускорение в этом направлении приводит к общему движению носителей. Направление движения носителя получается сложением вектора скорости и вектора электрического поля. Суммарное движение носителей в электрическом поле характеризуется подвижностью. Перемещение в следствие движения носителей в электрическом поле называется дрейфом.

Математическое описание фотовольтаического эффекта основывается на решении для освещенного элемента системы основных уравнений фотовольтаического эффекта, включающей в себя условия баланса дырок и электронов, а также уравнение Пуассона для электрического поля. Решение этой системы уравнений для структуры ФЭП позволяет найти его вольтамперную характеристику (ВАХ). В общем случае эта система может быть решена лишь численно, однако, в ряде случаев, когда входящие в нее дифференциальные уравнения оказываются линейны относительно концентраций неравновесных носителей заряда, могут быть получены и аналитические выражения для неизвестных функций [11, 12]. Данные решения во всех случаях приводят к следующей формуле для плотности тока j через освещенный p - n переход:

$$j = j_{\phi} - j_0 \left[\exp\left(\frac{qU}{AkT}\right) - 1 \right], \quad (1.12)$$

где j_{ϕ} называется плотностью фототока, j_0 – плотностью темнового тока, A – диодный параметр, зависящий от преобладающего механизма протекания тока

через переход [20] ($A = 1$ – соответствует инжекционному механизму, $A = 2$ – рекомбинационному, $A > 2$ туннельным), U – напряжение на p - n переходе.

В реальных СЭ определенный механизм протекания тока через p - n переход является доминирующим лишь в некотором интервале напряжений, часто достаточно узком. На рис. 1.6 представлена зависимость параметра формы от напряжения для p - n перехода в арсениде галлия [21]. В диапазоне до 0.3 В преобладает туннельный механизм, при этом $A > 2$. При возрастании напряжения A становится равным 2, а определяющим – рекомбинационный механизм. При достижении A значения 1 преобладающим становится инжекционный (или диффузионный) механизм протекания тока. Выражение для плотности тока через p - n переход с учетом нескольких механизмов протекания темнового тока примет вид:

$$j(U) = j_{\phi} - \sum_m j_{0m} \left[\exp\left(\frac{qU}{A_m kT}\right) - 1 \right], \quad (1.13)$$

где A_m и j_{0m} – параметры формы ВАХ и плотность темнового тока, соответствующие m -му механизму его протекания.

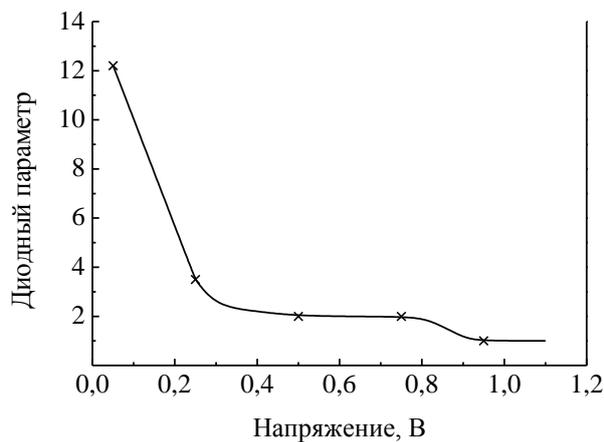


Рис. 1.6 – Зависимость диодного параметра от напряжения для p - n перехода в арсениде галлия [21]

Эквивалентная схема неосвещённого ФЭП представляет собой диод с последовательным и параллельным сопротивлениями [22]. При освещении

структуры в эквивалентную схему добавляется источник тока, включенный в обратном, по отношению к диоду, направлении (рис. 1.7). Поэтому вольт-амперная характеристика (ВАХ) солнечного элемента описывается уравнением, состоящим из фототока и выражения протекающего тока через $p-n$ переход при приложении смещающего потенциала [23], взятого с отрицательным знаком из-за обратного включения диода.

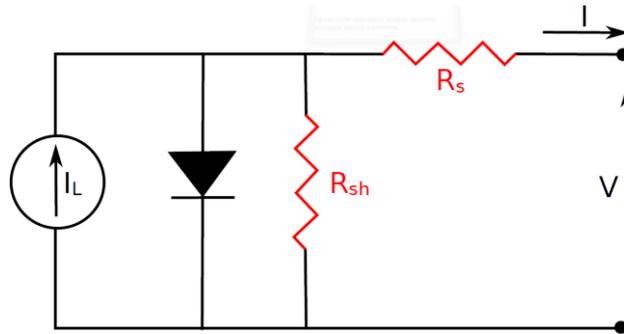


Рис. 1.7 – Эквивалентная схема СЭ с паразитными сопротивлениями [24]

Вольтамперная характеристика, соответствующая эквивалентной схеме на рис. 1.7 описывается следующей формулой:

$$J(U) = J_{\phi} - J_0 \left[\exp\left(\frac{q(U + JR_{\Pi})}{AkT}\right) - 1 \right] - \frac{U + JR_{\Pi}}{R_{\text{ш}}}. \quad (1.14)$$

Из формулы (1.14) можно определить приборные характеристики СЭ. При нулевом напряжении $U = 0$ мы имеем режим короткого замыкания и $I = I_{\text{к.з.}} = I_{\phi}$. Если внешняя цепь разомкнута, то ток в ней равен нулю $I = 0$, откуда получается выражение для напряжения холостого хода $U_{\text{хх}}$:

$$J_{\phi} - J_0 \exp\left[\left(\frac{qU_{\text{хх}}}{AkT}\right) - 1\right] = 0 \Rightarrow U_{\text{хх}} = \frac{AkT}{q} \ln \frac{J_{\phi} - J_0}{J_0}. \quad (1.15)$$

Из формулы (1.15) видно, что напряжение холостого хода нарастает пропорционально фототоку. Максимальное значение напряжения холостого хода ограничено высотой барьера на $p-n$ -переходе, то есть шириной запрещенной зоны материала элемента.

Выходная мощность фотопреобразователя в общем случае равна:

$$P = JU = J_{\phi}U - J_0 \left[\exp\left(\frac{q(U + JR_{\Pi})}{AkT}\right) - 1 \right] U - \frac{U^2 + UJR_{\Pi}}{R_{\text{ш}}}. \quad (1.16)$$

Вид вольтамперной характеристики СЭ при его освещении представлен на рис. 1.8. В режиме короткого замыкания и холостого хода мощность фотопреобразователя равна нулю. Максимальная мощность, достигается при значениях тока и напряжения, называемых оптимальными $J_{\text{опт}}$ и $U_{\text{опт}}$. Они находятся из условия $dP/dU = 0$.

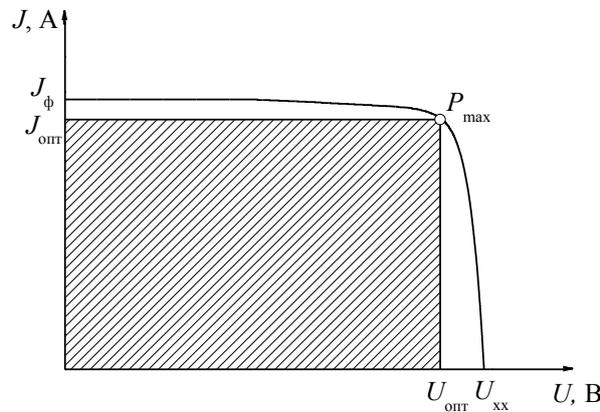


Рис. 1.8 – Вольтамперная характеристика СЭ

Максимальная мощность фотопреобразователя, ВАХ которого изображена на рис. 1.8, численно равна заштрихованной площади. Вольтамперная характеристика считается тем лучше, чем ее форма ближе к прямоугольной. Для оценки этой близости вводят параметр, определяющий «прямоугольность» вольтамперной характеристики, который называется фактором заполнения:

$$FF = \frac{P_{\text{max}}}{J_{\text{к.з}} U_{\text{х.х}}} = \frac{J_{\text{опт}} U_{\text{опт}}}{I_{\text{к.з}} U_{\text{х.х}}}, \quad (1.17)$$

Графически фактор заполнения можно описать как меру близости по площадям двух прямоугольников, один из которых вписан в ВАХ, а второй построен на сторонах, равных напряжению холостого хода и току короткого замыкания. FF СЭ на основе GaAs может достигать значения 0.89 [25].

Таким образом, для максимальной мощности и коэффициента полезного действия (КПД) СЭ справедливы выражения:

$$P_{\max} = J_{\text{к.з.}} U_{\text{х.х.}} FF \quad \text{и} \quad \eta = \frac{P_{\max}}{P_{\text{пад}}} \cdot 100\% = \frac{J_{\text{к.з.}} U_{\text{х.х.}} FF}{P_{\text{пад}}} \cdot 100\%, \quad (1.18)$$

где $P_{\text{пад}}$ – мощность потока падающего на СЭ излучения.

Из формулы (1.18) видно, что КПД пропорционален току короткого замыкания и напряжению холостого хода. Так как фототок зависит от числа фотонов, поглощенных элементом, то он прямо пропорционален $P_{\text{пад}}$. Напряжение холостого хода в соответствии с формулой (1.15) возрастает с ростом потока падающего излучения по логарифмическому закону, а, следовательно, при неизменном факторе заполнения КПД имеет такую же зависимость. Таким образом:

$$\eta \sim \ln(P_{\text{пад}}). \quad (1.19)$$

Последнее выражение имеет большое значение. Фактически оно означает, что увеличение потока излучения позволяет увеличить КПД элемента. Применение данного эффекта находят в концентраторных элементах. Линзовые концентраторы помимо увеличения КПД СФЭУ позволяют добиться уменьшения стоимости одного ватта с единицы площади солнечной батареи, так как площадь дорогостоящих полупроводниковых ФЭП уменьшается пропорционально кратности концентрирования.

Опыты по созданию концентраторных модулей для фотоэлементов начались на рубеже 70-80-х годов прошлого века [26]. В настоящее время разработано множество систем на основе линзовых или зеркальных концентраторов как малоразмерных, для наземного применения (где кратность концентрирования может быть тысячекратной), так, например, и линейных линзовых концентраторов (с малым – до десятков крат – концентрированием) для космических применений [26-35].

На практике, однако, зависимость КПД от падающего светового потока имеет более сложную форму, чем (1.19). Это связано с тем, что рост тока и

напряжения элемента приводит к изменению фактора заполнения ВАХ. Величина фактора определяется доминирующим механизмом протекания темного тока, а также величинами шунтирующего и последовательного сопротивлений. Так как рост падающего потока света сопровождается ростом напряжения холостого хода, то точка максимальной мощности смещается в область более высоких напряжений, что может привести к изменению доминирующего механизма протекания тока через переход, и увеличению фактора заполнения ВАХ. Кроме того, т.к. рост фототока при увеличении потока падающего света происходит быстрее, чем рост напряжения, то и относительная величина потерь, вызванных шунтирующим сопротивлением, будет убывать с ростом потока излучения.

С другой стороны, увеличение тока СЭ приводит к пропорциональному падению напряжения элемента на последовательном сопротивлении, а, следовательно, и уменьшению фактора заполнения ВАХ. Кроме того, увеличение тока, протекающего через фотоэлемент обычно влечет увеличение температуры устройства, а температура непосредственно связана с реактивным сопротивлением. Данные потери нарастают линейно или суперлинейно, что быстрее, чем логарифмический рост КПД, поэтому для любого значения последовательного сопротивления всегда найдется такая максимальная мощность падающего потока света, по достижении которой рост КПД СЭ сменится его снижением вследствие омических потерь на последовательном сопротивлении.

Основными источниками последовательного сопротивления являются слои структуры, контактное сопротивление между полупроводником и металлом, а также сопротивление контактных шин. Так как последовательное сопротивление не влияет на солнечный элемент при разомкнутой цепи, то его можно установить измерением наклона ВАХ в районе точки V_{oc} (рис. 1.9) [36]. Учитывая теряемую мощность только на последовательном сопротивлении, получим выражение для максимальной мощности солнечного элемента:

$$P_{mp} \approx P_{mp} - I_{mp}^2 R_s = P_{mp} \left(1 - \frac{I_{sc}}{V_{oc}} R_s \right) \quad (1.20)$$

В свою очередь, низкое параллельное сопротивление приводит к потере мощности в солнечном элементе, создавая альтернативные каналы протекания фототока. В результате наличия параллельного сопротивления уменьшается ток, протекающий через $p-n$ переход, и напряжение СЭ, следовательно, влияние данного типа сопротивления особенно значительно при низкой интенсивности излучения, дающей небольшой фототок [37]. Аналогично нахождению мощности солнечного элемента с учётом последовательного сопротивления, найдём максимальную мощность, учитывая только шунтирующее сопротивление:

$$P_{mp} \approx P_{mp} - \frac{V_{mp}^2}{R_{sh}} = P_{mp} \left(1 - \frac{V_{oc}}{I_{sc} R_{sh}} \right). \quad (1.21)$$

Учитывая оба типа паразитных сопротивлений, уравнение ВАХ приобретает вид:

$$I = I_L - I_0 \exp \frac{q(V+IR_s)}{nkT} - \frac{V+IR_s}{R_{sh}}. \quad (1.22)$$

Шунтирующее сопротивление изменяет наклон графика ВАХ горизонтальной части. По наклонам горизонтальной и вертикальной части можно оценить влияние обоих видов сопротивления.

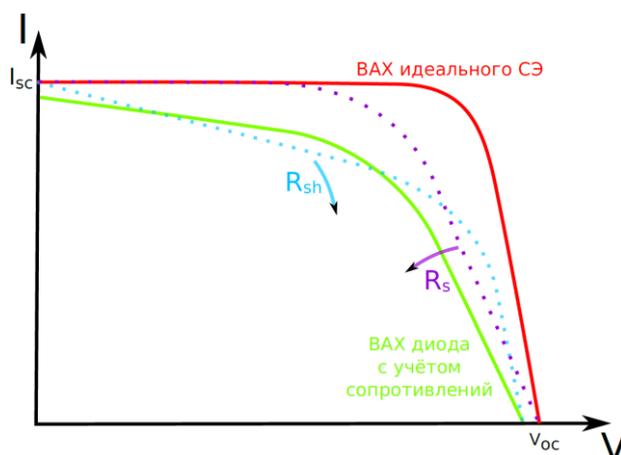


Рис. 1.9 – Вид ВАХ СЭ при учёте паразитных сопротивлений

В полупроводниковых СЭ максимальная эффективность преобразования солнечного излучения (КПД прибора) в первую зависит от ширины запрещенной зоны E_g материала, формирующего $p-n$ переход структуры. Уменьшение ширины запрещенной зоны, приводящее к расширению диапазона спектральной

чувствительности, будет увеличивать фототок, в то время как, величина напряжения холостого хода, напрямую зависящая от величины контактной разности потенциалов, будет уменьшаться.

Таким образом, зависимость КПД однопереходного СЭ от ширины запрещенной зоны будет имеет два нулевых минимума (при $E_g \rightarrow 0$ и $E_g \rightarrow \infty$) и один максимум, уровень которого теоретически составляет около 30% [38]. Увеличение потерь вследствие уменьшения E_g объясняется тем, что избыток кинетической энергии у высокоэнергетичных носителей не вносит вклад в общий КПД структуры, а расходуется лишь на нагрев кристаллической решетки солнечного элемента (термализация носителей). С другой стороны, потери, возникающие с ростом E_g , обусловлены “прозрачностью” полупроводниковых материалов для фотонов, энергия которых меньше энергии ширины запрещенной зоны этих материалов, что вызывает неполное поглощение носителей, снижая общую эффективность структуры.

С этой точки зрения, материалы с шириной запрещенной зоны $E_g = 1.1 - 1.7$ эВ (например, Si или GaAs), являются оптимальными для изготовления однопереходных СЭ, так как в этом случае обеспечивается компромисс между потерями на термализацию носителей и неполным поглощением фотонов.

1.1.3 Каскадные фотопреобразователи, материалы для каскадных солнечных элементов, различные варианты создания каскадных элементов

Однопереходные СЭ избирательны по отношению к «рабочему» участку солнечного спектра. Такие структуры эффективно поглощают фотоны с определенной длиной волны, которая соответствует ширине запрещенной зоны материала, в то время как остальная часть спектра солнечного излучения остается за пределами спектральной чувствительности СЭ. Именно эта проблема стала

толчком, к созданию многопереходных (каскадных) солнечных элементов. Такие структуры состоят из нескольких $p-n$ переходов, с различными ширинами запрещенных зон, что позволяет эффективно использовать большую часть спектра солнечного излучения.

Последовательное соединение $p-n$ переходов на основе различных материалов, расположенных по убыванию ширины запрещенной зоны от поверхности СЭ к подложке, позволяет повысить эффективность преобразования, как в длинноволновой, так и в коротковолновой части спектра. В такой структуре каждый $p-n$ переход преобразует фотоны с определенной длиной волны, что позволяет повысить общую эффективность фотопреобразователя за счет расширения преобразуемого спектрального диапазона. На данный момент технологически и экономически оптимальными материалами для формирования каскадных СЭ являются GaInP, GaInAs и Ge, так как на их основе можно создавать монокристаллические СЭ, выращиваемые в одном эпитаксиальном процессе. Это обусловлено согласованием параметров их кристаллических решеток (см. рис. 1.10).

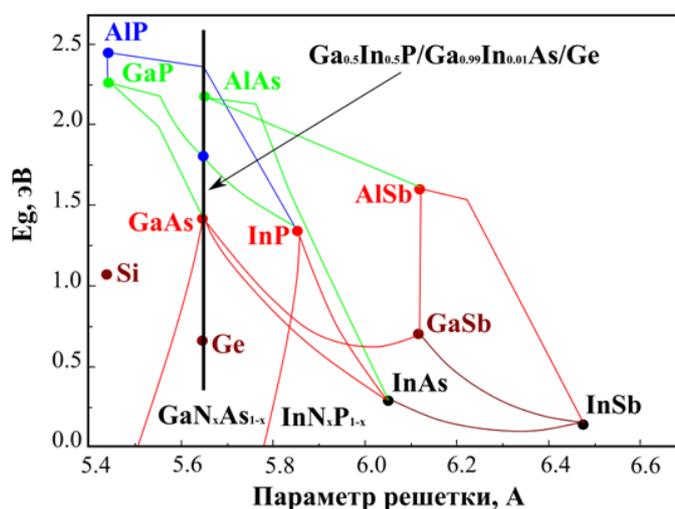


Рис. 1.10 – Зависимость ширины запрещенной зоны полупроводниковых соединений от постоянной решетки

Использование нескольких $p-n$ переходов в конструкциях СЭ впервые упоминалось в 1955 году [39]. Он представлял собой каскад субэлементов на основе материалов AlSb, Si и GaSb механически стыкованных между собой.

При механической стыковке, где в качестве низкоомной развязки выступают металлические межсоединения, тыльный контакт верхнего элемента является не сплошным для обеспечения прохождения света в нижний элемент. Несмотря на то, что в результате исследований к 2004 году на механически стыкованных СЭ GaInP/GaAs-GaSb была достигнута эффективность преобразования около 40% [40], они не составили конкуренции активно развивавшейся кремниевой технологии из-за больших технологических сложностей их изготовления.

Альтернативным способом межсоединений являются эпитаксиальные туннельные $p-n$ переходы (туннельные диоды – ТД), которые также удовлетворяют требованиям низкой омичности развязки (порядка $0,002 \dots 0,005 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$) фотоактивных субэлементов. Использование ТД позволяет создать монолитную структуру в одном технологическом процессе, но вносит дополнительные потери в КСЭ. С одной стороны, т.к. ТД не участвует в преобразовании, то для уменьшения потерь на поглощение для ТД нужно использовать материалы с E_g большей, чем у материала нижерасположенного субэлемента. Однако, максимальный ток туннелирования экспоненциально падает с увеличением E_g материала туннельного диода [41], что может лимитировать работу ФЭП в сильноточных рабочих режимах концентраторных ФЭП.

Первый монолитный двухпереходный элемент AlGaAs/InGaAs с туннельным диодом между двумя фоточувствительными $p-n$ переходами был запатентован в 1978 году [42]. Также в 1978 году была предложена идея использования двухпереходного монолитного СЭ GaAs/Ge с фотоактивным германием [43], и впервые сформулирована идея трехпереходного монолитного КСЭ GaInP/InGaAs/Ge с рассогласованными по параметру решетки слоями. Однако, как отметили авторы, для создания таких приборов требовалось развитие новых технологий.

Поэтому в 80-е годы прогресс в создании многопереходных элементов в первую очередь был связан с развитием новых ростовых технологий, которые

могли бы удовлетворить ряду требований создания КСЭ [44-50], таких как: возможность получения высококачественных объемных материалов для создания подложек (затравочных кристаллов), используемых для выращивания эпитаксиальных структур; возможность прецизионного выращивания ультратонких слоев возможность выращивания структур с резкими интерфейсами; прецизионный контроль уровня легирования и толщины слоев большой площади; возможность промышленного производства структур и т.д.

В 1991 году перед американской компанией Spectrolab была поставлена задача создания высокоэффективного двухпереходного СЭ на основе GaInP/GaAs для космических применений [51]. В 1994 году разработчики из NREL (США) продемонстрировали двухпереходный СЭ на основе структуры GaInP/GaAs, который обладал эффективностью в 29.5% [52] при одном солнце для AM1.5 и 25.7% для AM0. В 1996 году, в результате сотрудничества Spectrolab и NREL было запущено производство трехпереходных солнечных элементов на основе структуры GaInP/GaAs/Ge. Лучшая эффективность составила 25.7% в спектре AM0 при концентрации солнечного излучения в 1 солнце [53]. При этом средняя эффективность при производстве составила 24.4%. Начинаются активные исследования трехпереходных фотопреобразователей на основе структуры GaInP/GaAs/Ge.

В работе [54] был исследован трехпереходный солнечный элемент на основе Ge, *p-n* переход в котором формировался за счет диффузии атомов фосфора из широкозонного “окна” GaInP в *p*-Ge подложку в процессе МОС–гидридной эпитаксии. В ходе этого исследования были оценены параметры, ограничивающие качество формируемых *p-n* переходов. Из анализа вольт-амперных и спектральных характеристик было установлено, что величина напряжения холостого хода в основном определяется только параметрами эмиттера, при этом степень легирования подложки, ее толщина и другие параметры базы не оказывают значительного влияния на напряжение холостого хода СЭ на основе германия.

Первая монокристаллическая двухпереходная GaInP/GaAs структура СЭ (с $E_{g_GaInP}=1.93$ эВ, $E_{g_GaAs}=1.42$ эВ), согласованного по типу и параметру решетки была выращена методом МOCVD на подложке GaAs в 1985 [55] и уже через три года на такой структуре была достигнута эффективность 21.8 % (AM 1.5, 1см²) [56], а в 1997 г. был продемонстрирован КПД 26.9% (AM0, 1 солнце) для космических ФЭП [57] и более 30% (AM1.5G, 1 солнце) для наземных [58].

В 80-е годы также были предприняты попытки увеличения числа субэлементов в МП структуре путем использования для них материалов, несогласованных между собой по параметру решетки, но с оптимизированной для преобразования шириной запрещенной зоны. Были созданы СЭ, содержащие сильно рассогласованные слои на основе систем GaAs/Si [59], AlGaAs и GaInP/InGaAs на GaAs [60-63], и GaAsP/GaAsSb на GaAs [64]. Поскольку рассогласование параметров решетки приводит к появлению различных дефектов, что в свою очередь приводит к уменьшению времени жизни и диффузионной длины носителей заряда, то основные усилия в этих работах были направлены на уменьшение плотности дислокаций несоответствия за счет выращивания различных переходных слоев.

Однако с конца 90-х годов дальнейшее развитие технологического (МОС-гидридного) оборудования стимулировало рост исследований в области создания класса монокристаллических А³В⁵ МП СЭ на германиевых подложках. Германий в таких структурах может быть пассивным и использоваться в качестве более легкой и механически прочной альтернативы GaAs подложке [65,66] или активным и служить также в качестве нижнего субэлемента, преобразующего длинноволновое СИ [67-70]. Коротковолновое излучение преобразуется широкозонным тандемом GaInP/GaInAs, либо метаморфным по отношению к Ge (т.е. содержащим ~8-17% (или больше) индия в твердом растворе GaInAs), либо решеточно-согласованными с подложкой. В случае метаморфных СЭ [71, 72] широкозонный тандем приближается к оптимальному распределению спектральной плотности СИ, преобразуемой каждым *p-n* переходом (режим согласования токов), но при

этом требуется выращивание A^3B^5 структуры на Ge через буферные слои с переменным составом. При этом наличие большого количества дефектов и дислокаций несоответствия ($\sim 2 \div 4 \times 10^6 \text{ см}^{-2}$) приводит к заметному снижению значений U_{xx} и FF , что нивелирует прирост КПД за счет увеличения общего фотогенерированного тока МП СЭ в сравнении с согласованными $\text{Ga}_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}/\text{Ga}_{0.99}\text{In}_{0.01}\text{As}/\text{Ge}$ СЭ.

В $\text{GaInP}/\text{GaInAs}/\text{Ge}$ МП СЭ Ge субэлемент обладает значительным «запасом» фотогенерированного тока, по сравнению с субэлементами широкозонного тандема, для любого стандартного спектра излучения. Таким образом, результирующий фототок МП СЭ будет ограничен фототоком широкозонного тандема. В результате, вклад Ge субэлемента в КПД МП СЭ определяется величиной его U_{xx} , и может ограничиваться параметрами эмиттера Ge субэлемента, который должен иметь оптимальное соотношение толщины и уровня легирования и обладать хорошей диффузионной длиной для неосновных носителей [73]. Параметры эмиттера определяются технологией формирования p - n перехода в Ge. Активный p - n переход в подложке Ge создается, как правило, посредством диффузии элементов третьей группы в n -подложку германия или элементов пятой группы в p -подложку германия во время выращивания A^3B^5 материалов. В первом случае полярности (p - n на подложке Ge n -типа) МП структуры [74] и эмиттера, созданного атомами элементов третьей группы, p - n переход получается недостаточно глубокий и неравномерный. Аналогичные ограничения КПД наблюдаются для структуры n - p полярности, в которой Ge p - n переход сформирован за счет диффузии атомов мышьяка, с той разницей, что из-за высокого коэффициента диффузии мышьяка в Ge (при температурах роста) p - n переход оказывается достаточно глубоким [75].

Наиболее оптимальным способом (позволяющим увеличить U_{xx} и $J_{кз}$ Ge субэлемента) формирования перехода в Ge является диффузия атомов фосфора в подложку p -типа из нуклеационного слоя GaInP [76]. Предельная растворимость фосфора в германии выше, чем у мышьяка, но его коэффициент диффузии,

наоборот, ниже. К 2006 году на монокристаллических трехпереходных $n-p$ GaInP/GaInAs/Ge СЭ, содержащих Ge субэлемент с фосфорно-диффузным эмиттером, были достигнуты эффективности преобразования солнечного излучения, составившие 40.7% для наземного спектра (AM1.5D) и 31% для космического спектра (AM0) [77, 78].

В настоящее время, несмотря на существующие тенденции увеличения числа $p-n$ переходов в структуре МП СЭ [79, 80] значение эффективности более 41% при преобразовании концентрированного СИ были получены в лабораторных условиях на основе трехпереходной структуры GaInP/GaInAs/Ge [81]. Кроме того, ведется промышленное производство GaInP/GaInAs/Ge ФЭП для концентраторных модулей с КПД 39-40%. Важной представляется задача увеличения предельного значения КПД таких ФЭП, а также поднятие эффективности промышленных приборов. Потенциал трехпереходных СЭ как в условиях эксплуатации в космосе, так и для наземных применений далеко не реализован, т.к. достигнутые значения эффективности даже при преобразовании прямого СИ еще далеки от теоретических [82].

При создании микро электро-механических систем (МЭМС) применяется технология сращивания (wafer bonding). Этот процесс заключается в стыковке двух подложек с образованием межатомных связей между ними. Стыкуемые поверхности при этом должны иметь минимальную шероховатость. Данная технология может применяться при создании МП СЭ. В рамках двух эпитаксиальных процессов выращиваются решёточно согласованные СЭ с несколькими переходами, с заранее просчитанными ширинами запрещённых зон субэлементов. Подложка, на которой выращивались более широкозонные элементы, удаляется (стравливается), а субэлементы сращиваются со второй структурой. Данный подход позволяет достигать существенно более высокого КПД СЭ [83], однако, пока еще весьма дорог.

На основе этой технологии в 2014 группы немецких и французских учёных совместно создали четырёх каскадный GaInP/GaAs//GaInAsP/GaInAs СЭ с КПД

44.7% для спектра AM1.5D при концентрации 297 солнц [84]. Этими же группами несколько позже было объявлено о создании СЭ с КПД 46% [85], что является рекордом на данный момент.

1.2 Развитие метода МОС – гидридной эпитаксии для выращивания структур каскадных фотопреобразователей

1.2.1 Основные принципы технологии МОС – гидридной эпитаксии, преимущества над другими методами при создании структур каскадных солнечных элементов фотопреобразователи

Структуры высокоэффективных фотопреобразователей включают в себя значительное количество слоев различного химического состава высокой степени чистоты и кристаллического качества, поэтому для их создания требуется использование самых современных эпитаксиальных технологий.

На данный момент существует несколько принципиально разных типов технологий выращивания полупроводниковых гетероструктур. Исторически первым получившим распространение и самым простым является метод выращивания структур из расплава (LPE), продемонстрированный Нильсоном в 1963 году [86]. Преимуществами данной технологии является простота, как самого процесса, так и оборудования, и низкая концентрация дефектов получаемых слоёв, так как процесс роста происходит в равновесных условиях. Скорость роста методом жидкофазной эпитаксии может составлять до нескольких микрометров в секунду. Однако из-за столь больших скоростей методом жидкофазной эпитаксии невозможно с высокой точностью воспроизводимо выращивать квантоворазмерные структуры.

Другой технологией выращивания гетероструктур является молекулярно-пучковая эпитаксия (МВЕ), предложенная ещё в конце 1960-х годов Дж.Р.Артуром и Альфредом Чо [87]. Сама идея напыления слоёв в условиях

сверхвысокого вакуума довольно проста, но чрезвычайно сложная в техническом исполнении, поэтому долгое время не являлась конкурентоспособной. Неоспоримыми достоинствами технологии являются универсальность, возможность роста структур с точностью до монослоёв, получения резких интерфейсов и профилей легирования. Также возможно использование развитого *In situ* мониторинга, что является существенным плюсом этой технологии, по сравнению с жидкофазной эпитаксией. Не смотря на большое количество плюсов, у этой технологии есть и негативные особенности – сложность выращивания сплавов As/P, сложность поддержания глубокого вакуума и дороговизна технологии в целом.

Альтернативой описанным методам является метод газофазной эпитаксии (VPE). Эта наиболее распространённая и гибкая технология на данный момент, заключающаяся в доставке летучих соединений осаждаемых материалов к горячей зоне роста с последующим разложением соединений источников и протекании химической реакции роста. Подвидом газофазной является эпитаксия из металлоорганических соединений (МОС) – МОС-гидридная эпитаксия (МОСГФЭ) [88, 89]. В МОС-гидридной эпитаксии можно управлять скоростью роста в широком диапазоне – от примерно 50 нм/ч и вплоть до 25 мкм/ч, что позволяет решать технологические задачи любой сложности от роста квантоворазмерных структур до роста объёмных слоёв материалов практически любых составов, в том числе в пределах областей не смешиваемости твёрдых растворов. Как и в случае МВЕ установок, МОСГФЭ технология позволяет использовать систему *In situ* мониторинга, хотя и менее развитую. К недостаткам MOVPE технологии можно отнести высокую токсичность источников и высокие требования к их чистоте.

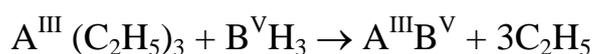
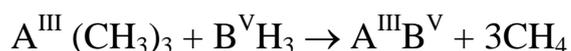
Несмотря на то, что существуют промышленные МВЕ установки, МОСГФЭ является доминирующей технологией промышленного роста гетероструктур. На данный момент подавляющее большинство фотоэлектрических преобразователей на основе гетероструктур системы A^3B^5 выращивается именно методом МОС-

гидридной эпитаксии, при помощи которой и производился рост структур при проведении исследований в данной работе.

Рост соединений A^3B^5 из (МОС) и гидридов был впервые осуществлен в 1960 году. Didchenko с сотрудниками [90]. В их эксперименте осаждения InP из триметилиндия ($TMIIn$) и фосфина (PH_3) осуществлялось в закрытой системе. Позже, в 1968 г., Manasevit продемонстрировал возможность осаждения ряда полупроводниковых соединения из МОС и гидридных источников в открытой системе. Им были получены пленки $GaAs$ на сапфировых подложках [91], а в дальнейшем была показана применимость этого метода для выращивания гомо- и гетероэпитаксиальных слоев ряда соединений A^3B^5 и твердых растворов на их основе [92], в том числе и слоев $Al_xGa_{1-x}As$ [93]. Со времени первых сообщений о применении МОС для синтеза и эпитаксиального осаждения соединений A^3B^5 метод МОС-гидридной эпитаксии совершил значительный прогресс в своем развитии и потеснил жидкофазную и хлорид-гидридную эпитаксии на мировом рынке по созданию сложных полупроводниковых структур.

Такому успеху метода МОСГФЭ в значительной мере способствовали достижения в повышении чистоты МОС (в настоящее время чистота производимых на коммерческой основе источников соответствует по сумме металлических примесей уровню <1 ppm) и прогресс в развитии высокопроизводительного технологического оборудования.

В большинстве случаев метод базируется на использовании МОС - элементов A^{III} (чаще всего применяются соответствующие метильные соединения, реже этильные и гидридов элементов B^V). Осаждение основано на реакциях:



В качестве газа-носителя в большинстве случаев используется высокочистый водород. Одной из важнейших характеристик МОС является давление их пара, которое характеризует легкость доставки МОС в область реакции газом-носителем.

Гидриды элементов V^V обычно применяются в виде заранее приготовленной смеси с высокочистым водородом (от 10% до 30%, последнее характерно для PH_3) или в виде концентратов. Гидриды IV (SiH_4 , SeH_4) обычно используются для легирования (n-тип), и поэтому они поляризуются в виде сильно разбавленных смесей с H_2 .

Температуры термической диссоциации алкилов элементов A^{III} относительно низки, что позволяет существенно снизить температуру эпитаксиального осаждения в сравнении с традиционными (хлоридным или хлоридно-гидридным) методами ГФЭ. Кроме того, отсутствие в системе агрессивных газовых продуктов, таких как HCl , исключает травление подложки, позволяя свести к минимуму толщину переходных слоев в гетероструктурах, а также существенно снижает вероятность неконтролируемого загрязнения эпитаксиальных слоев.

Для легирования используют как гидриды (SiH_4 , GeH_4 , H_2S и др.), так и МОС легирующих элементов, например $\text{Zn}(\text{C}_2\text{H}_5)_2$, $\text{Te}(\text{C}_2\text{H}_5)_2$. Химическое сходство газов, используемых в качестве источников различных элементов, обеспечивает возможность эпитаксиального наращивания широкого круга материалов без существенного изменения условий роста.

Процесс эпитаксиального осаждения при МОСГФЭ (в отличие, например, от жидкофазной эпитаксии — ЖФЭ) происходит в условиях, далеких от термодинамического равновесия, и характеризуется необратимостью протекающих химических реакций. Следствием этого является возможность осаждения как стабильных, так и метастабильных составов, лежащих, например, в пределах областей несмешиваемости твердых растворов на равновесных диаграммах состояния соответствующих систем [94]. Выбор условий эпитаксии оказывает решающее влияние на основные показатели процесса: скорость эпитаксиального роста (V_p), состав и химическую однородность эпитаксиальных слоев, резкость границ в формируемых гетероструктурах. К числу важнейших параметров

процесса относятся температура осаждения, давление в рабочем реакторе, отношение B^V/A^{III} в газовой фазе.

Зависимость скорости эпитаксиального осаждения от температуры содержит три характерных участка (рис. 1.11). В области низких температур (область I) скорость роста эпитаксиальных слоев ограничивается кинетикой поверхностных процессов (сорбция, десорбция, разложение молекул источников, химическое взаимодействие, поверхностная диффузия, встраивание атомов в кристаллическую решетку) и экспоненциально возрастает с ростом температуры. Использование низкотемпературных режимов эпитаксии помимо трудности поддержания постоянства V_p чревато ухудшением структурного совершенства слоев из-за снижения диффузионной подвижности адсорбированных атомов на поверхности кристаллизации. С повышением температуры (область II) эти ограничения снимаются, и скорость роста эпитаксиальных слоев в преобладающей степени начинает зависеть от скорости поступления компонентов осаждаемого материала к поверхности подложки (в большинстве случаев процесс лимитируется поставкой источника элемента A^{III}). В этой области температура в зоне осаждения практически не влияет на скорость эпитаксиального роста.

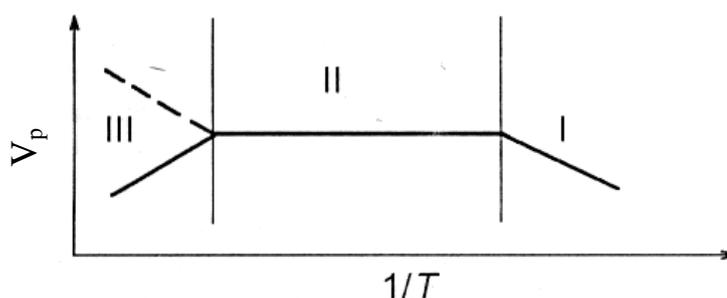


Рис. 1.11 – Температурная зависимость скорости роста эпитаксиальных слоев при МОСГФЭ в низкотемпературных (I и II) и высокотемпературной (III) областях.

Наконец, при более высоких температурах (область III) V_p обычно снижается вследствие протекания нежелательных побочных процессов гомогенного разложения и взаимодействия газовых источников в реакторе до достижения ими поверхности подложки, а также возрастания десорбции

реактантов с поверхности осаждения. Однако в ряде случаев наблюдается возрастание V_p при высоких температурах, которое связывают с вовлечением в процесс осаждения ранее образовавшихся в реакторе относительно устойчивых аддуктов.

Современная технология ориентируется на проведение процессов в условиях пониженного ($p \leq 10^4$ Па) давления газа в реакторе [95], что способствует снижению вероятности протекания побочных химических реакций в газовой фазе и позволяет обеспечивать высокую однородность толщин эпитаксиальных слоев и резкость формируемых гетеропереходов. Кроме того, при этом обеспечиваются малые абсолютные скорости эпитаксиального роста (~ 10 - 20 нм/мин), позволяющие получать сверхтонкие слои (толщиной < 10 нм) с чрезвычайно малым разбросом толщины и электрофизических параметров по площади подложки. Проведение процессов при низких давлениях способствует ускорению диффузии в газовой фазе, что, в свою очередь, позволяет понизить температуру эпитаксии. Это особенно важно при формировании низкоразмерных структур, так как позволяет избежать диффузионного размытия гетерограниц.

Однородности состава и толщины способствует современное аппаратное оформление процесса, обеспечивающее ламинарный характер газовых потоков в реакторе и равномерность толщины диффузионного слоя у поверхности осаждения. Так, в промышленных реакторах может воспроизводимо обеспечиваться рост слоев с разбросом толщины ± 1 % при диаметре подложки 100 мм [96]. Возможности метода МОСГФЭ в создании структур с одиночными и множественными квантовыми ямами в настоящее время не уступают возможностям менее производительного и более дорогостоящего метода молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ).

Отношение B^V/A^{III} газовой фазе, влияя на стехиометрию осаждаемых материалов, в значительной мере определяет концентрацию глубоких центров в запрещенной зоне и содержание фоновых примесей, в частности углерода и

кислорода, а в конечном итоге основные электрофизические и оптические свойства СЭ.

Например, для арсенида галлия фоновая концентрация свободных носителей изменяется от *p*- к *n*-типу в зависимости от соотношения AsH_3/TMGa . [97]. По данным разных авторов переход от *p*- к *n*-происходит при значениях отношения AsH_3/TMGa , лежащем в интервале от 3 до 40.

Как сообщено в работе [97], при понижении давления ниже 0.5 Torr, происходит изменение от *p*- к *n*-типу. Это происходит, потому, что концентрация С, доминирующего остаточного акцептора, увеличивается. При пониженном давлении пиролиз арсина идет, возможно, менее эффективно и соотношение AsH_3/TMGa в поверхностном слое уменьшается, в результате чего С встраивается в As вакансии. Источником углерода, вероятно, является, CH_3 , C_2H_5 , или другие органические производные. По мнению авторов [98] при фиксированном составе газовой фазы и низкой температуре роста, основные остаточные примеси – это элементы второй группы (содержатся в исходных МОС соединениях), которые ответственны за *p*-тип проводимости. Изменение типа проводимости в этом случае обусловлено конкуренцией двух процессов: десорбцией мышьяка с увеличением температуры и увеличением количества мышьяка у поверхности, вследствие увеличения степени пиролиза мышьяка. Соотношение между этими процессами и определяет отношение N_D и N_A в растущем слое. При этом огромное значение для получения качественных слоев играет чистота исходных веществ [99].

Обычно процессы проводят при многократном избытке V^V относительно A^{III} — значения V^V/A^{III} определяют экспериментально по результатам исследования характеристик получаемых приборов, и они составляют обычно от нескольких единиц до десятков и даже сотен в зависимости от природы осаждаемого материала и температуры эпитаксии.

Поскольку все бинарные соединения выращиваются при избытке V^V , то их рост лимитируется транспортом МОС в зону роста. Поэтому состав соединений

типа AlGaAs, GaInAs, GaInP и других, им подобных, где имеется два элемента A^{III} , может быть относительно точно задан, поскольку состав соединений будет определяться транспортом МОС в зону осаждения. В этом случае можно записать уравнение для мольной доли x_{III} :

$$x_{III} = \frac{r_{g_{III}}}{r_{g_{III}} + r_{g_{III'}}} \quad (1.23),$$

где r_g – индивидуальная скорость роста для двух бинарных соединений $A^{III}B^V$ и $A^{III'}B^V$. Это выражение можно так же записать через парциальное давление p^o МОС в газовой фазе:

$$x_{III} = \frac{p^o_{III}}{p^o_{III} + p^o_{III'}} \quad (1.24).$$

Эти линейные соотношения характерны, к примеру для $Al_xGa_{1-x}As$ [100] и $In_xGa_{1-x}As$ [101]. Подобные результаты были получены и для других соединений, где смешение происходит в катионной подрешетке.

Таким образом, для проведения процессов роста твердых растворов $A^{III}B^V$ необходимо знать скорости роста этих бинарных соединений $A^{III}B^V$. Для этого необходимо провести калибровочные процессы выращивания индивидуальных бинарных соединений на соответствующих подложках.

Оптимальные температуры роста различных соединений отличаются. Для GaAs, AlAs и AlGaAs оптимальная температура роста 700 – 750 °С, в то время как для InGaP изопериодичного с GaAs оптимальная температура роста находится в пределах 650 – 700 °С [102].

В процессе выращивания структур методом МОС-гидридной эпитаксии необходимо осуществлять контроль над количеством примеси, встраиваемой в кристаллическую решетку растущего материала. При этом, существует два основных класса примесей:

- примесь, преднамеренно включенная в кристаллическую решетку (лигатура, легирующая примесь);
- примесь, которая является загрязнением (фоновая примесь).

Уровень фонового легирования зависит от многих параметров. В первую очередь, необходимо обеспечить минимум кислорода и других загрязнений, которые находятся в атмосфере, используя различные очистки газовых источников и газа-носителя. Так же на уровень фонового легирования могут влиять эффекты “памяти” на некоторые легирующие примеси (например, Zn) [103]. Эти эффекты выражены во встраивании атомов цинка, осажденных на стенках реактора во время предыдущих эпитаксий, в растущий слой. Как правило, уровень фонового легирования в конкретном реакторе составляет некую величину, которую не удастся сильно изменить. Однако, если эта величина не превышает 10^{14} - 10^{15} см⁻³, можно говорить о росте достаточно чистого материала.

Однородность и эффективность легирования каждой примесью, определяется в значительной степени ее химической природой. Многочисленные процессы, происходящие в реакторе, могут влиять на распределение примеси по поверхности подложки. Эти факторы включают взаимодействие между источниками примесей и компонентами системы, реакции в газовой фазе, поверхностные кинетические факторы, и, наконец, парциальное давление источника примеси в газовой фазе.

В качестве акцепторов наиболее часто используются – Mg, Zn и C, в то время как Si, и Se - наиболее часто используемые доноры [104]. Глубокие примеси так же могут применяться для легирования (например, для получения полуизолирующих материалов [105]).

Внедрение атома примеси в растущий слой происходит посредством нескольких процессов (рис. 1.12):

- 1 - газовый транспорт источника к фронту роста;
- 2 - гомогенные реакции в газовой фазе (если присутствуют);
- 3 - разложение в или около поверхности роста;
- 4 - объединение в кристалл.

Возможно так же испарение или реактивный транспорт атомов примеси от фронта роста. Каждый из этих элементарных шагов может влиять или даже управлять процессом легирования, в зависимости от условий роста.

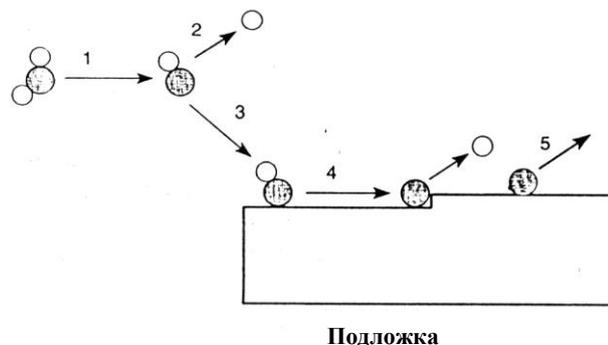


Рис. 1.12 – Процессы, происходящие при встраивании атомов примеси в растущую поверхность: 1 - транспортировка, 2 - гомогенные реакции в газовой фазе, 3 - попадание источника примеси во фронт роста, 4 - гетерогенное разложение и удаление радикала, и 5 - десорбция атомов примеси с поверхности роста.

Разложение источников примеси в горячей зоне может быть не полным, в зависимости от стабильности источника, и процесс осаждения примеси будет определяться количеством разложившейся примеси. В случае полного разложения, встраивание примеси в растущий слой определяется только парциальным давлением атомов примеси вблизи подложки. Если источник не разложился, то поверхностное разложение должно произойти прежде, чем атом примеси будет включен в растущий слой. Наконец, если примесь транспортируется к поверхности как побочный продукт реакций в газовой фазе, давление паров и поверхностные реакции управляют процессом.

Реакции в газовой фазе могут влиять на процесс легирования посредством формирования промежуточных соединений, которые применяются для легирования. Тем не менее, химические процессы в газовой фазе, являются важными для многих источников примеси. Влияние химических эффектов в газовой фазе часто отражается в зависимости концентрации носителей от мольных долей всех участвующих в эпитаксии газовых реагентов.

1.2.2 Развитие реакторов установок МОС – гидридной эпитаксии (горизонтальный, вертикальный, планетарный, турбодиск)

Распределение газовых потоков в реакторе, транспорт в горячей зоне и химические особенности транспорта определяют скорость поступления МОС и гидридов к поверхности роста и реакции, происходящие в газовой фазе до осаждения атомов на подложку. Распределение объема газовой смеси в области роста зависит от формы и размера реактора и параметров ростовой системы.

Геометрия реактора и температурные условия роста определяют возможные различия распределений потоков газа в реакторе, которые влияют на толщину и равномерность растущего слоя. На рис. 1.13 показаны используемые в МОС-гидридной эпитаксии различные конструкции реакторов [106].

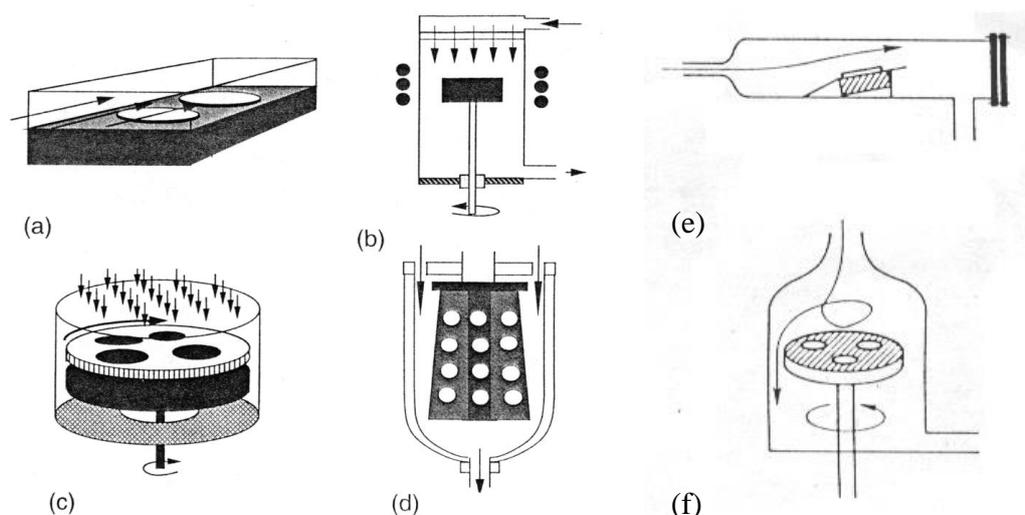


Рис. 1.13 – Конструкции реакторов, наиболее часто применяемые в МОС-гидридной эпитаксии

В качестве нагревательного элемента, поддерживающего необходимую температуру во время роста, как правило, применяются СВЧ нагреватели (индуктивный нагрев), резистивные нагреватели или лампы нагрева. Для уменьшения “зарастания” стенок реактора (осаждения элементов с обратной стороны) часто применяется их охлаждение. При этом возникает разность температур между подложкой и стенками реактора, и создается градиент

плотности газовой смеси, что приводит к возникновению конвекционных потоков в этом направлении. Воздействуя на основной поток газа, эта конвекция вызывает неравномерность плотности газа в реакторе.

Для описания процессов, происходящих в газовой смеси часто используется математическая аппроксимация, основанная на теоретическом газодинамическом расчете. Во многих работах производились подобные расчеты, на основании которых предсказывалось поведение газов в реакторе. Наряду с теоретическими методами моделирования газовых потоков, есть возможность получать информацию о газовых процессах при помощи прямых измерений. Методы, дающие возможность наблюдать распределение и температуру газа в реакторе, позволяют понять природу газового транспорта в МОС-гидридной эпитаксии. Очень редко удается провести транспортные эксперименты во время роста, ввиду трудностей получения оптического доступа в реактор и наличия большого градиента температур. Поэтому экспериментальное изучение газового транспорта может быть проведено в специальных системах, смоделированных для облегчения эксперимента. Наиболее часто используемые методы визуализации газовых потоков представлены в работах [107, 108].

Прямое измерение (в режиме “реального времени”) может быть проведено введением в газовую смесь частиц “меток” и просвечиванием их для получения двумерных или трехмерных картинок распределения газа. Частицы должны быть очень малы для того, что бы они могли следовать за потоковыми полями, и при этом достаточно большими, чтобы рассеивать свет. В качестве таких частиц могут быть использованы: TiO_2 , продукты реакции $TiCl_4$ с парами воды, дым при горении керосина или табака и др.

В качестве методов наблюдения распределения нагрева в газовой смеси применяются измерения при помощи термопары, рамановская спектроскопия и голографические измерения. Технология введения в газовую смесь атомов-меток также позволяет наблюдать конвекционные потоки в случае слабой конвекции. Однако метод “меток” не может быть использован во время роста ввиду большого

градиента температур, сложного состава газовой смеси, что наряду с большими (относительно размеров атомов и молекул) размерами частиц, приводит к неверному конвекционному распределению. Наиболее близкую картину происходящего в газовой фазе во время роста можно получить при наличии очень малого градиента температуры. При помощи лазерного луча можно исследовать скорость движения потока в реакторе, за счет Доплеровского сдвига длины волны во время прохождения наблюдаемой частицы (метки) через лазерный луч.

Альтернативным методом наблюдения является стимулирование молекул для получения видимой эмиссии. Этот метод позволяет избежать проблем связанных с большим градиентом температур, встречающихся при использовании метода частиц “меток”, и дает возможность определить распределение потоков во время роста структур. Фосфорирование диацетила было использовано для исследования потоков в горизонтальном реакторе в работе [109]. К сожалению, этот метод может проводиться только при низких температурах, для избежания разложения органики.

Распределение газовой смеси в горизонтальном реакторе является проявлением целого комплекса воздействий на основной поток. Ввиду большого градиента температур, обычно присутствующего во время эпитаксиального процесса, возникают сильные конвекционные потоки. Таким образом, неравномерность температуры газовой смеси приводит к возникновению градиента концентрации. Этот эффект наблюдается в области подложки, где имеется большой температурный градиент, что приводит к возникновению разряженной (свободной от частиц) зоны над подложкой (рис. 1.14).

Как правило, реактор разрабатывается и выполняется таким образом, чтобы обеспечить ламинарность потока на некотором расстоянии от входа. Для этого особым образом рассчитывается угол расхождения стенок реактора от входа к прямоугольному сечению, сам реактор выполняется из высококачественного полированного кварцевого стекла, на входе используется распылитель. При этом возможные неравномерности потока возникают в основном за счет “торможения”

газовой смеси при трении о стенки реактора и флуктуаций потока при попадании в область подложкодержателя за счет отражения от его краев.

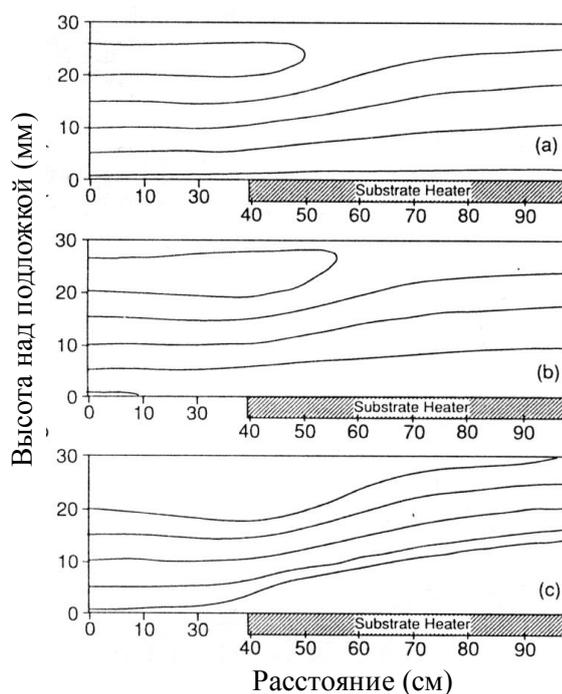


Рис. 1.14 – Поточковые линии в случае наличия градиента температур между подложкой и стенками реактора. Разность температур увеличивается от (a) к (c) [88]

В случае использования горизонтального реактора существует еще одна важная проблема – истощение газовой смеси источниками компонент растущего слоя, обусловленное их осаждением в начале горячей зоны. Для ее решения часто используется наклонный подложкодержатель. Исследования горизонтальных реакторов с наклонным пьедесталом проводились в работе [110], в которой необходимый для обеспечения равномерности роста угол наклона подложкодержателя составлял 8° .

Измерения потоков в горизонтальном реакторе обнаружили существование плавающих поперечных турбулентностей, обратного потока и продольных турбулентностей (рис. 1.15). Видно черное пятно в области подложки, что обусловлено конвекционными потоками. Для получения картины потоков в поперечном сечении горизонтального реактора была использована лазерная интерференционная голография. Было отражено проникновение “холодного

пальца” в газовую смесь из входного отверстия (рис. 1.16а), и наличие двух поперечных турбулентностей над зоной роста (рис. 1.16б).

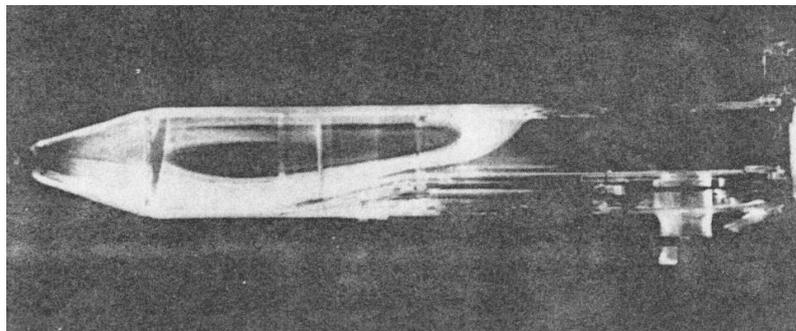


Рис. 1.15 – Распределение потоков в горизонтальном реакторе, полученное при использовании TiO_2 меток.

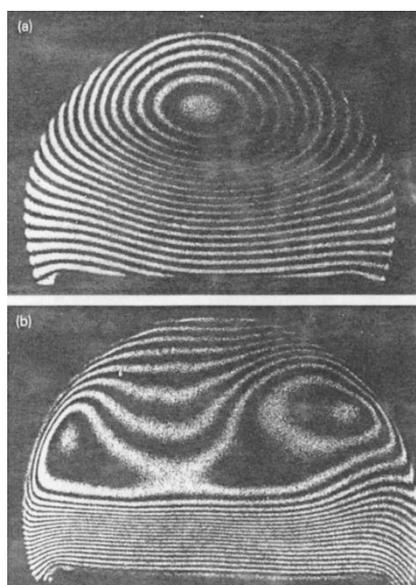


Рис. 1.16 – Распределение потока в поперечном сечении горизонтального реактора, полученное методом лазерной интерференционной голографии.

В работе [111] был исследован горизонтальный реактор с вращающимся подложкодержателем. Вращение осуществлялось в потоке газа. Отметим, что использование вращения подложки в обычном горизонтальном реакторе является серьезной технологической проблемой, которую трудно решить, применяя механическое вращения за счет двигателя. Связано это с необходимостью создать вакуумное соединение в месте вхождения вращающего стержня, что трудно сделать при использовании кварцевого реактора. Исследования показали заметное улучшение равномерности роста при вращении подложки.

Наряду с горизонтальным реактором, где ввод газовой смеси производится в горизонтальном направлении, параллельном подложке, очень часто применяются вертикальные реакторы с вводом газа сверху перпендикулярно подложке. Благодаря более легкой возможности организовать вращение подложкодержателя при помощи двигателя, эта конструкция позволяет применять скоростное вращение подложкодержателя, что обеспечивает лучшие параметры роста [112].

В случае применения сверхвысокоскоростного вращения, происходит эффект захвата газового потока вращающимся реактором (рис. 1.17) и вытеснения потока вначале с краев подложки, а при последующем повышении частоты – из центральной области [113, 114].

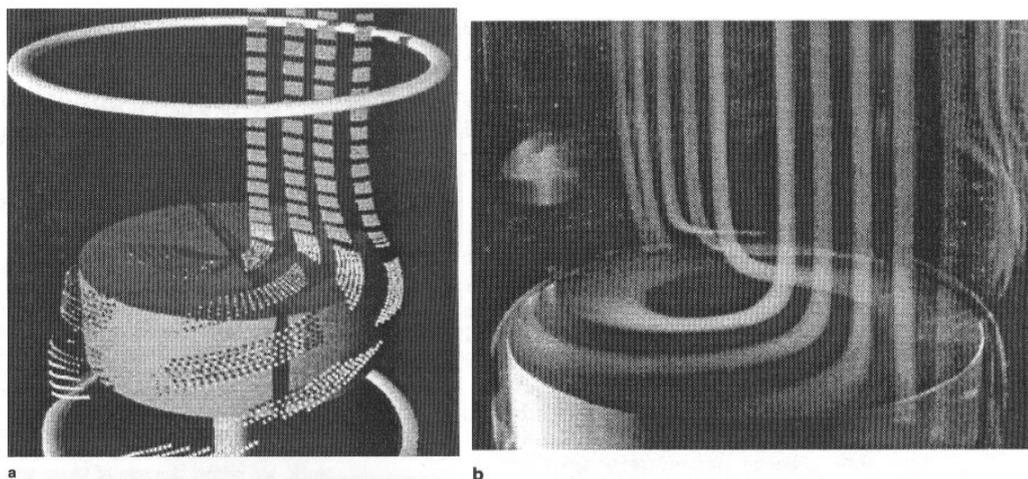


Рис. 1.17 – Процесс захвата потока вращающимся реактором. Теоретический расчет для вертикальной конструкции реактора (а) и распределение дыма в таком же реакторе при тех же условиях (b).

Глава 2. Особенности однопереходных субэлементов каскадных фотопреобразователей *p-n* и *n-p* полярности

2.1 Экспериментальное оборудование для создания и исследования структур ФЭП

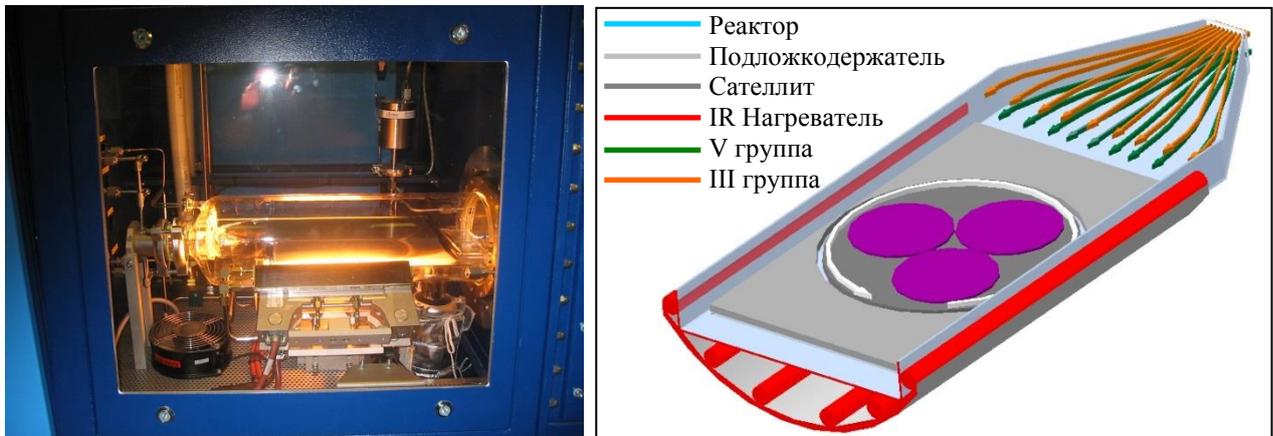
Эпитаксиальные процессы по выращиванию структур ФЭП проводились на установке МОС-гидридной эпитаксии AIX200/4 (рис. 2.1) с горизонтальным реактором (рис. 2.2.a).



Рис. 2.1 Внешний вид установки МОС – гидридной эпитаксии AIX200/4 немецкой фирмы AIXTRON

Рост осуществлялся на одной подложке диаметром 50 мм. Для достижения максимальной равномерности параметров растущих слоев в реакторе установки AIX200/4 используется газовое вращение подложкодержателя, на котором располагаются подложки (рис. 2.2.б). Газовая схема AIX200/4 обеспечивает отдельную подачу в реактор источников элементов третьей и пятой группы (рис. 2.2.б). Это позволяет предотвратить паразитные реакции между источниками в

трубах газовой схемы. Кроме того, такая конфигурация потоков позволяет повысить равномерность параметров роста и эффективность использования МОС.



(a)

(б)

Рис. 2.2. Внешний вид реакторного блока установки AIX200/4 (а) и схематическое изображение расположения подложек (для конфигурации 3x2"), вращения сателлита и распределения потоков источников элементов V и III группы в реакторе (б).

В состав газовой схемы установки входят следующие источники: триметилгаллий (ТМГ), триметилалюминий (ТМА) и триметилиндий (ТМИ) в качестве источников элементов третьей группы; диэтилцинк (ДЭЦ) и 5% смесь силана с водородом, в качестве источников атомов *p*- и *n*-примеси; арсин (100%) и фосфин (100%), в качестве источников элементов пятой группы. Газом-носителем являлся водород. Такая конфигурация источников позволяет выращивать все твердые растворы, необходимые для КСЭ на основе твердых растворов GaInP/GaAs/Ge.

МОС поддерживались при фиксированных значениях температуры и давления на испарителях: для триметилгаллия - $T_{\text{исп}} = -10\text{ }^{\circ}\text{C}$, $P_{\text{исп}} = 1000\text{ мбар}$, для триметилалюминия - $T_{\text{исп}} = +17\text{ }^{\circ}\text{C}$, $P_{\text{исп}} = 1000\text{ мбар}$, для триметилиндия - $T_{\text{исп}} = +17\text{ }^{\circ}\text{C}$, $P_{\text{исп}} = 300\text{ мбар}$, диэтилцинк (DEZn) ($T_{\text{исп}} = +17\text{ }^{\circ}\text{C}$, $P_{\text{исп}} = 1000\text{ мбар}$).

Выращивание слоев в системе AlGaAs проводилось на подложках, GaAs (100), разориентированных на 6° в направлении (111). Все эпитаксиальные процессы проводились при давлении в реакторе 100 мбар. Температура роста варьировалась от 600 до 740 $^{\circ}\text{C}$, соотношение V/III от 45 до 100.

Эксперименты по выращиванию твердых растворов GaInP и AlInP проводились в следующих условиях: температура роста изменялась в диапазоне от 700 до 725⁰С. Соотношение элементов пятой и третьей группы варьировалось в диапазоне V/III = 60÷300.

Для проведения всех ростовых экспериментов на подложках германия использовались подложки (100), разориентированные на 6° в направлении (111). Температура роста изменялась в диапазоне 550 – 780 °С, давление в реакторе – в диапазоне 100-300 мбар.

Из выращенных структур изготавливались ФЭП методом фотолитографии. Для формирования омического контакта сверху структур были выращены контактные слои GaAs. Контактные системы Au:Ge/Ni/Au и Ag:Mn/Ni/Au наносились на полупроводники *n*- и *p*-типа соответственно. Топология верхней контактной сетки формировалась с использованием операций фотолитографии и селективного травления контактного слоя GaAs. Затем наносилось двухслойное просветляющее покрытие. Токоотводящие шины верхнего контакта утолщались электрохимическим осаждением золота до толщины порядка 2 мкм. Размер фотоэлементов варьировался от 2×2 мм², до 10×10 мм², а затенение поверхности контактной сеткой порядка от 1 до 15%. В качестве антиотражающего покрытия использовались слои ZnS/MgF₂ и SiO₂/TiO₂.

2.2 Методики аналитического описания электрофизических процессов, происходящих в структурах ФЭП

2.2.1 Расчет внешнего квантового выхода МП СЭ

Для выявления различного рода потерь в структурах ФЭП, а так же оптимизации структуры ФЭП, как каскадных, так и однопереходных, применялось моделирование их спектральных и нагрузочных характеристик.

Расчет внешнего квантового выхода МП СЭ основывается на составлении для каждого из его субэлементов системы основных уравнений фотовольтаического эффекта и их последующего решения для режима короткого замыкания.

На рис. 2.3 схематично изображена структура N -переходного солнечного элемента, с нижним субэлементом, созданным в подложке за счет диффузии атомов примеси. Эта структура соответствует, в частности, рассматриваемым в работе трехпереходным решеточно-согласованным КСЭ на основе GaInP/GaInAs/Ge.

Каждый субэлемент включает в себя гомо p - n переход, ограниченный слоями широкозонного «окна» и, за исключением нижнего перехода, тыльного потенциального барьера (ТПБ). Субэлементы в такой монокристаллической структуре коммутируются за счет использования встречно включенных туннельных диодов. Носители, рожденные при поглощении фотонов в слоях k -ого субэлемента разделяются полем p - n перехода, что приводит к генерации тока j_k^{ph} (рис. 2.3). Если обозначить падающую световую волну через поток фотонов g_0^+ , то внешний квантовый выход k -го субэлемента будет выражаться как:

$$Q_e^k(\lambda) = \frac{j_k^{ph}(\lambda)}{qg_0^+}, \quad (2.1)$$

где q – заряд электрона.

Нахождение приближенного аналитического решения для тока k -ого субэлемента КСЭ ($j_k^{ph}(\lambda)$) в случае падения на его поверхность световой волны g_0^+ возможно посредством решения системы основных уравнений фотовольтаического эффекта, включающей два уравнения баланса дырок и электронов, в которых функция генерации имела бы экспоненциальный вид и была бы однозначно связана с потоком фотонов, падающих на поверхность КСЭ, и уравнение Пуассона:

$$\begin{cases} \frac{d}{dz_k} \left(-\mu_n E(z_k) n(z_k) - D_n \frac{dn(z_k)}{dz_k} \right) + r(n, p) = G(z_k), \\ \frac{d}{dz_k} \left(-\mu_p E(z_k) p(z_k) - D_p \frac{dp(z_k)}{dz_k} \right) + r(n, p) = G(z_k), \\ \frac{dE}{dz_k} = \frac{4\pi q}{\varepsilon} (N_a(z_k) - N_d(z_k) - p(z_k) + n(z_k)) \end{cases} \quad (2.2)$$

где μ_n , μ_p — подвижности электронов и дырок, $n(z_k)$, $p(z_k)$, — их концентрации, D_n , D_p — коэффициенты диффузии, $r(n, p)$, $G(z_k)$ — функции рекомбинации и генерации, E — напряженность электрического полз, q — заряд электрона, $N_d(z_k)$, $N_a(z_k)$ — концентрации доноров и акцепторов, z_k — локальная координата, связанная с субэлементом.

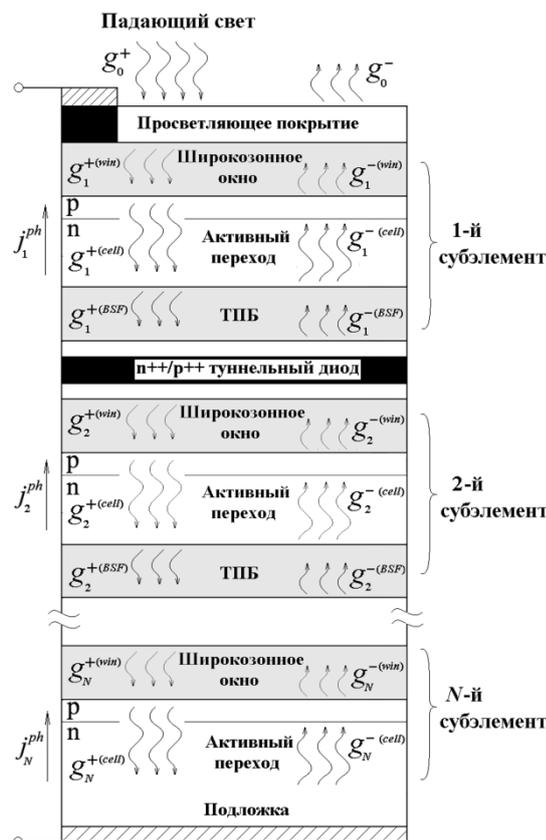


Рис. 2.3 – Схема N -переходного КСЭ с нижним субэлементом, сформированным в подложке посредством диффузии примеси.

Представление функции генерации в таком виде возможно, если для описания распространения света в каждом субэлементе структуры ввести два потока фотонов монохроматического излучения (рис. 2.3): $g_k^{+(cell)}$ — для прямой

волны, распространяющейся от границы с широкозонным «окном», и $g_k^{-(cell)}$ – для обратной волны, распространяющейся от границы с ТПБ. В этом случае, с учетом закона Бугера, функция генерации k -го субэлемента в пределах области с p - n переходом может быть записана в следующей аналитической форме:

$$G(z_k) = \alpha_k g_k^{+(cell)} \exp(-\alpha_k z_k) + \alpha_k g_k^{-(cell)} \exp(-\alpha_k (h_k - z_k)), \quad (2.3),$$

где α_k – коэффициент поглощения материала k -ого субэлемента, z_k – локальная координата, связанная с субэлементом, h_k – толщина слоев, составляющих фотоактивный p - n переход субэлемента. Первое слагаемое в выражении (2.3) описывает прямую волну, распространяющуюся от границы «окно»/эмиттер, а второе обратную волну, распространяющуюся от границы база/ТПБ.

Уравнения системы (2.2) содержат три неизвестные величины: $n(z)$, $p(z)$ и $E(z)$ — концентрации носителей и напряженность электрического поля. Они могут быть разрешены при подстановке в систему функций генерации и рекомбинации и ее дополнении граничными условиями. Необходимо отметить, что носители, рожденные при поглощении фотонов в слоях широкозонных «окон» и ТПБ могут так же давать вклад в фототок, генерируемый субэлементами КСЭ в случае, когда эти носители инжектируются в эмиттер и базу соответственно.

Граничные условия для концентраций неосновных носителей на краях ОПЗ в режиме короткого замыкания имеют вид:

$$\Delta n, p = \Delta p, n = 0, \quad (2.4)$$

Для гетерограницы «окно»/эмиттер граничное условие будет записываться в следующей форме:

$$D_{n,p} \frac{d\Delta n, p}{dz} = S_w \Delta n, p - j^{(win)}, \quad (2.5)$$

где S_w – скорость поверхностной рекомбинации на интерфейсе «окно»/эмиттер; $D_{n,p}$ – коэффициент диффузии неосновных носителей в эмиттере, $j^{(win)}$ – поток неосновных носителей, инжектируемых из окна.

Граничное условие для границы база/ТПБ аналогично предыдущему и отличается знаком при производной из-за противоположного направления диффузионного потока:

$$-D_{n,p} \frac{d\Delta n, p}{dz} = S_h \Delta n, p - j^{(BSF)}, \quad (2.6)$$

где S_h – скорость поверхностной рекомбинации на интерфейсе база/ТПБ; $D_{n,p}$ – коэффициент диффузии неосновных носителей в базе, $j^{(BSF)}$ – поток неосновных носителей, инжектируемых из ТПБ.

Все параметры, входящие в выражения (2.2), (2.4)-(2.6), являются свойствами материала субэлемента. Функция рекомбинации также выражается через них и значения концентраций носителей. Решение системы (2.2) в общем случае может быть получено лишь численно. Однако выделение в активном переходе трех характерных зон: эмиттера, области пространственного заряда (ОПЗ) и базы и запись функции генерации в виде (2.3) позволяют получить приближенное аналитическое решение, при помощи метода малого параметра.

Ввиду того, что слои широкозонного «окна» и ТПБ, как правило, создают гетерограницы с эмиттером и базой, расчет $j^{(win)}$ и $j^{(BSF)}$ для учета возможного вклада инжекции носителей из «окна» и ТПБ должен проводиться отдельно. Это связано с тем, что электромагнитная волна претерпевает изменения на гетерограницах, и функция генерации вида (2.3) не будет применима для всего субэлемента, а останется верной только в области слоев эмиттера и базы, создающих фотоактивный гомопереход.

Количество носителей, рождаемых в слоях широкозонных «окон» и ТПБ, может быть найдено посредством введения для них потоков фотонов прямой и обратной волн: $g_k^{+(win)}$ и $g_k^{-(win)}$ для «окна», $g_k^{+(BSF)}$ и $g_k^{-(BSF)}$ для ТПБ (рис. 2.3) и подстановку их в функцию генерации вида (2.3). При этом в случае, когда толщина слоя широкозонного «окна» или ТПБ достаточно мала, инжекция носителей из них будет носить вероятностный характер, и токи $j^{(win)}$ или $j^{(BSF)}$

могут быть найдены как произведение количества генерированных носителей на вероятностный коэффициент. В случае, когда толщина «окна» или ТПБ достаточно велика, и распространение носителей в них носит диффузионный характер, для расчета тока $j^{(win)}$ или $j^{(BSF)}$ необходимо отдельно решить систему уравнений (2.2) для этих слоев с функцией генерации вида (2.3).

При рассмотрении диффузионных процессов в слоях широкозонных «окон» и ТПБ в наших расчетах не учитывались электрические поля, которые могут возникать за счет изгиба зон на гетеропереходах, что позволило так же получить аналитические выражения для токов $j^{(win)}$ и $j^{(BSF)}$.

Решение системы (2.2) с учетом граничных условий (2.4)-(2.6) и функции генерации вида (2.3) позволяет рассчитать спектральную характеристику k -ого субэлемента КСЭ, если известны потоки фотонов $g_k^{+(cell)}$, $g_k^{-(cell)}$, $g_k^{+(win)}$, $g_k^{-(win)}$, $g_k^{+(BSF)}$ и $g_k^{-(BSF)}$.

Можно показать, что потоки фотонов в каждой точке однозначно связаны с соответствующими значениями амплитуд прямой и обратной волн электрического поля. Для активного перехода эта связь может быть выражена при помощи следующих соотношений:

$$\frac{g_k^{+(cell)}}{g_0^+} = \frac{n_k^{(cell)} (E_k^{+(cell)})^2}{(E_0^+)^2}, \quad \frac{g_k^{-(cell)}}{g_0^+} = \frac{n_k^{(cell)} (E_k^{-(cell)})^2}{(E_0^+)^2}, \quad (2.7)$$

где $n_k^{(cell)}$ – показатель преломления материала активного слоя k -ого субэлемента, $E_k^{+(cell)}$ – амплитуда электрического поля прямой волны в этом слое вблизи границы с «окном», $E_k^{-(cell)}$ – амплитуда электрического поля обратной волны в этом слое вблизи границы с ТПБ, E_0^+ – амплитуда электрического поля прямой волны в падающем свете. Соотношения, аналогичные (2.7), могут быть записаны и для потоков $g_k^{+(win)}$, $g_k^{-(win)}$, $g_k^{+(BSF)}$ и $g_k^{-(BSF)}$.

Таким образом, нахождение данных потоков возможно, если определить амплитуды электрического поля в соответствующих точках. Это можно

осуществить посредством решения системы уравнений Максвелла для многослойной структуры в формализации его методом матриц Абелеса.

Метод матриц Абелеса позволяет связать амплитуды электрического поля в двух произвольных точках структуры с координатами z_1 и z_2 при помощи матрицы переноса $\mathbf{S}^{z_1 \rightarrow z_2}$:

$$\begin{bmatrix} E^+(z_2) \\ E^-(z_2) \end{bmatrix} = \mathbf{S}^{z_1 \rightarrow z_2} \begin{bmatrix} E^+(z_1) \\ E^-(z_1) \end{bmatrix}.$$

Матрица $\mathbf{S}^{z_1 \rightarrow z_2}$ находится путем перемножения слоевых (\mathbf{L}) и интерфейсных (\mathbf{I}) 2x2 матриц, соответствующих слоям и интерфейсам, лежащим на отрезке $[z_1, z_2]$. Слоевые матрицы отражают поглощение и изменение фазы волны в слое и получаются из уравнения распространения плоской волны, интерфейсные матрицы отражают ее преобразование на интерфейсе и рассчитываются из граничных условий к уравнениям Максвелла на данном интерфейсе.

Если обозначить через E_l^+ и E_l^- амплитуды электрического поля прямой и обратной волн соответственно в l -м слое вблизи его границы с $(l+1)$ -м, а через E_m^+ и E_m^- амплитуды электрического поля в m -м слое вблизи его границы с $(m+1)$ -м, то предыдущая формула для данных точек может быть переписана к виду:

$$\begin{bmatrix} E_m^+ \\ E_m^- \end{bmatrix} = \mathbf{S}^{l \rightarrow m} \begin{bmatrix} E_l^+ \\ E_l^- \end{bmatrix}, \quad (2.8)$$

где $\mathbf{S}^{l \rightarrow m}$ – матрица переноса из конца l -ого слоя в конец m -ого, рассчитываемая по формуле:

$$\mathbf{S}^{l \rightarrow m} = \mathbf{I}_{l+1} \cdot \mathbf{L}_{l+1} \cdot \mathbf{I}_{l+2} \cdot \dots \cdot \mathbf{I}_m \cdot \mathbf{L}_m, \quad (2.9)$$

где \mathbf{L}_i – слоевая матрица для i -ого слоя, \mathbf{I}_i – интерфейсная матрица для гетерограницы между $(i-1)$ -м и i -м слоями.

Если ввести \tilde{E}_m^+ и \tilde{E}_m^- как значения амплитуд электрического поля в m -м слое вблизи его границы с $(m-1)$ -м, то их также можно связать с E_l^+ и E_l^- посредством формулы, аналогичной (2.8):

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_m^+ \\ \tilde{E}_m^- \end{bmatrix} = \tilde{\mathbf{S}}^{l \rightarrow m} \begin{bmatrix} E_l^+ \\ E_l^- \end{bmatrix}, \quad (2.10)$$

где $\tilde{\mathbf{S}}^{l \rightarrow m}$ – матрица переноса из конца l -ого слоя в начало m -ого, отличающаяся от $\mathbf{S}^{l \rightarrow m}$ лишь отсутствием последней слоевой матрицы:

$$\tilde{\mathbf{S}}^{l \rightarrow m} = \mathbf{I}_{l+1} \cdot \mathbf{L}_{l+1} \cdot \mathbf{I}_{l+2} \cdot \dots \cdot \mathbf{L}_{m-1} \cdot \mathbf{I}_m. \quad (2.11)$$

Таким образом, если известны значения амплитуд электромагнитного поля прямой и обратной волн в некоторой точке структуры, амплитуды поля в любой другой точке могут быть определены при помощи формул (2.8) и (2.10) посредством составления матриц переноса (2.9) или (2.11) между этими точками.

Определение матриц переноса не представляет сложности в случае, когда известны параметры многослойной структуры (толщины слоев, показатели преломления и поглощения). Так же обычно известна амплитуда электрического поля падающей электромагнитной волны E_0^+ . Таким образом, для определения амплитуды прямой или обратной волны в любой точке структуры необходимо знать амплитуду поля обратной волны $E_0^- \equiv R$, т.е. волны, отраженной от поверхности структуры. С учетом того, что свет падает на структуру лишь с одной стороны, последняя может быть найдена посредством решения следующей системы уравнений:

$$\begin{bmatrix} T \\ 0 \end{bmatrix} = \mathbf{S}^{Total} \cdot \begin{bmatrix} E_0^+ \\ R \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{00} & S_{01} \\ S_{10} & S_{11} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_0^+ \\ R \end{bmatrix}, \quad (2.12)$$

где \mathbf{S}^{Total} – матрица, характеризующийся всю структуру, R – амплитуда отраженной от поверхности волны, T – амплитуда волны, прошедшей через структуру.

Матричное уравнение (2.12) содержит две неизвестных величины R и T , и амплитуда отраженной от поверхности структуры волны может быть найдена посредством следующей формулы:

$$R \equiv E_0^- = -\frac{S_{21}}{S_{22}} E_0^+ . \quad (2.13)$$

Найденное значение E_0^- позволяет при помощи формул (2.8) и (2.10) рассчитать амплитуды прямой и обратной волн для любой точки структуры при известной амплитуде падающей волны E_0^+ , которая может быть приравнена единице.

Таким образом, задавая поток фотонов g_0^+ и принимая амплитуду падающей электромагнитной волны за единицу, можно найти потоки $g_k^{+(cell)}$ и $g_k^{-(cell)}$ для каждого субэлемента КСЭ, а также для слоев широкозонных «окон» и BSF. Подстановка этих потоков в функцию генерации вида (2.3) позволяет определить ток генерации субэлемента посредством решения системы уравнений (2.2) с граничными условиями (2.4), (2.5) и (2.6) и определить внешний квантовый выход через выражение (2.1). При этом входными параметрами для расчета будут являться: спектральная плотность распределения фотонов падающего спектра ($g_0^+(\lambda)$), толщины слоев структуры, их показатели преломления и поглощения, коэффициенты диффузии неосновных носителей заряда, их диффузионные длины, входящие в функцию рекомбинации, а также скорости поверхностной рекомбинации на интерфейсах, входящие в граничные условия (2.5) и (2.6).

2.2.2 Численное моделирование параметров СЭ

Для анализа свойств СЭ и определения путей повышения их эффективности часто нет возможности получения аналитического выражения для исследуемых

параметров, поэтому необходимо иметь возможность проводить численный теоретический расчет вольтамперных и спектральных характеристик.

Если необходимо провести расчет сложных многослойных структур, содержащих также дефектные слои, в частности, аморфные полупроводники, расчет становится невозможен без численных методов. При проведении расчетов с использованием численных методов можно разрабатывать физическую модель и математические методы ее решения самостоятельно. Данный подход имеет определенные преимущества, но, безусловно, требует большого времени и определенных навыков в области численных методов. Другой подход заключается в использовании уже готового программного обеспечения с известной физической моделью. Данный подход позволяет значительно сократить время на проведение теоретических расчетов. В таблице 2.1 приведены данные о ряде доступных программ, которые можно использовать для моделирования СЭ.

В работе для компьютерного моделирования было использовано программное обеспечение AFORS-HET v2.4.1., разработанное для моделирования многослойных гетероструктур ФЭП. Данный программный продукт был разработан в Центре Гельмгольца (Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie GmbH) и находится в свободном доступе (http://www.helmholtz-berlin.de/forschung/enma/si-pv/projekte/asicsi/afors-het/index_en.html) [117].

Программа производит численное решение уравнений непрерывности и уравнения Пуассона для каждого слоя, используя различные граничные условия и внешние воздействия (приложенное напряжение, освещение). В результате расчета может быть построена зонная диаграмма, определены основные характеристики солнечных элементов, и смоделированы результаты различных электрофизических измерений, что позволяет в полной мере проводить анализ полученных экспериментальных результатов.

Далее приведены основные положения, использованные при расчетах. Уравнения Пуассона и уравнения непрерывности носителей заряда (2.2) решаются для одномерной модели в фиксированный момент времени.

Таблица 2.1 – Программы, используемых для моделирования СЭ.

<i>Название ПК</i>	<i>Уровень моделирования / лицензия</i>	<i>Применение</i>	<i>Методы</i>
APSYS	Многомаштабный/Коммерческая	Si, III-V материалы, a-Si:H, μ c-Si:H	- квантовомеханические модели -уравнения диффузионно-дрейфовой модели - фотоника
ATLAS	Макроскопический/Коммерческая	Солнечные батареи на основе кремния, материалов III-V, II-VI, IV-IV групп, а также полимерные и органические батареи	Метод Монте-Карло, учет квантовых эффектов
Synopsys Sentaurus	Квантовый/Коммерческая	Кремниевые полупроводниковые устройства	- Решение уравнения Шредингера, модели для транспорта носителей, метод Монте-Карло для уравнения Больцмана
ISE - DESSIS	Макроскопический/Коммерческая	Si, SiGe, SiC материалы III-V групп, GaAs	Различные модели подвижности, влияние примесей на подвижность, деградация поверхности, рассеяние носителей друг на друге
PC1D	макроскопический/открытый код	Кристаллический кремний, p-n переход	Квазиодномерный транспорт электронов и дырок в кристаллических полупроводниковых устройствах
SCAPS	макроскопический/открытый код	Si, GaAs, a-Si материалы	Модели для рекомбинации с учетом дефектных уровней, туннелирование, генерация носителей
AFORS-HET	макроскопический/открытый код	Si, III-V материалы, a-Si:H, μ c-Si:H	уравнения диффузионно-дрейфовой модели

Концентрация электронов n , концентрация дырок p и электрический потенциал φ считаются независимыми переменными, относительно которых решается система уравнений.

Часть заряда, захваченная дефектами, $\rho_t = \rho_p - \rho_n$ описывается функцией распределения f_t , характеризующей вероятность того, что дефекты с концентрацией N_t на энергетическом уровне E заполнены электронами.

Дефекты акцепторного типа:

$$\rho_n(x,t) = \sum_{\text{defects}} \int dE \cdot f_t(E, x, t) N_t(E), \quad (2.14)$$

дефекты донорного типа:

$$\rho_p(x,t) = \sum_{\text{defects}} \int dE \cdot (1 - f_t(E, x, t)) N_t(E). \quad (2.15)$$

Электронный/дырочный токи $j_{n/p}$ обусловлены градиентом соответствующих квази уровней Ферми $E_{Fn,p}$. В объеме полупроводникового слоя, это эквивалентно сумме диффузионного и дрейфового тока с соответствующими подвижностями $\mu_{n,p}$.

$$j_n(x,t) = q\mu_n n(x,t) \frac{\partial E_{Fn}(x,t)}{\partial x} = -\frac{\mu_n kT}{q} \frac{\partial n(x,t)}{\partial x} + \mu_n n(x,t) \frac{\partial \varphi(x,t)}{\partial x}, \quad (2.16)$$

$$j_p(x,t) = q\mu_p p(x,t) \frac{\partial E_{Fp}(x,t)}{\partial x} = -\frac{\mu_p kT}{q} \frac{\partial p(x,t)}{\partial x} + \mu_p p(x,t) \frac{\partial \varphi(x,t)}{\partial x}. \quad (2.17)$$

Рекомбинация может происходить как прямым путем, так и через дефекты (рекомбинация Шокли-Рида-Холла, SRH). Для расчета SRH рекомбинации требуется знать распределение концентрации дефектов по энергии $N_t(E)$ для каждого дефекта и его электронный/дырочный коэффициент захвата $c_{n,p} = v_{n,p} \sigma_{n,p}$ ($v_{n,p}$ – термическая скорость, $\sigma_{n,p}$ – площадь сечения захвата). Коэффициенты эмиссии $e_{n,p}$ могут быть определены:

$$e_n(E, x) = c_n N_c e^{-(E_c - E)/kT} + e_n^0(E, x), \quad (2.18)$$

$$e_p(E, x) = c_p N_v e^{-(E - E_v)/kT} + e_p^0(E, x). \quad (2.19)$$

Тогда уровни SRH рекомбинации R_p^{SRH} R_n^{SRH} (>0 рекомбинация, <0 : генерация) на дефектах имеют вид:

$$R_n^{SRH}(x,t) = \sum_{defects} \int dE \{ c_n n(x) N_t(E) (1 - f_t(E, x, t)) - e_n(x) N_t(E) f_t(E, x, t) \}, \quad (2.20)$$

$$R_p^{SRH}(x,t) = \sum_{defects} \int dE \{ c_p p(x) N_t(E) f_t(E, x, t) - e_p(x) N_t(E) (1 - f_t(E, x, t)) \}, \quad (2.21)$$

для электронов и дырок соответственно.

2.3. Фотопреобразователи на основе Ge, диффузионные длины в Ge, коэффициенты собирания носителей из базы и эмиттера

Солнечные элементы на основе германия были впервые созданы около сорока лет назад. Однако, обладая шириной запрещенной зоны много меньшей, чем оптимальная для однопереходных ФЭП и характеризуясь низким напряжением холостого хода и КПД, они не нашли самостоятельного применения в качестве преобразователей солнечного света.

На сегодняшний день германиевые ФЭП используются в термофотоэлектрических генераторах [119-120] и в качестве нижних субэлементов многопереходных солнечных элементов СЭ, в первую очередь GaAs/Ge и GaInP/GaAs/Ge. Структуры типичных германиевых ФП с p - n (а) и n - p -полярностями (б) представлены на рис. 2.4.

Как уже отмечалось, в солнечных элементах на основе Ge p - n -переход обычно формируется диффузионным путем. Для этого осуществляют либо диффузию легирующей примеси в германиевую подложку из газовой фазы, либо ионную имплантацию, либо используют нуклеационный слой – слой полупроводника A^3B^5 , наносимого непосредственно на подложку, атомы которого диффундируют внутрь кристалла, формируя p - n -переход.

При выращивании СЭ методом МОС-гидридной эпитаксии из газовой фазы (МОСГФЭ) используют последний способ, при этом, как правило,

нуклеационный слой одновременно играет роль и широкозонного окна. Обычно для него используют твердые растворы $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ или GaInP .

металлич. конт.		металлич. конт.	
p^{++} -контактный слой	Анти-отраж. покрытие	n^{++} -контактный слой	Анти-отраж. покрытие
p -широкозонное окно		n -широкозонное окно	
p -Ge эмиттер		n -Ge эмиттер	
n -Ge база (подложка)		p -Ge база (подложка)	
металлический контакт		металлический контакт	
<i>a</i>		<i>б</i>	

Рис. 2.4 – Структуры однопереходных типичных Ge СЭ с p - n (а) и n - p (б) полярностями.

Были проведены серии экспериментов по созданию диффузионных ФЭП на основе Ge подложек методом МОСГФЭ. Диффузионный p - n переход в n -Ge, возникающий за счет диффузии атомов галлия, может быть получен при выращивании слоев в системе AlGaAs на подложках при температурах более 700°C . Однако проведенные исследования подобных СЭ не позволили создать p - n переходы хорошего качества. Полученные элементы характеризовались малой фоточувствительностью, а спектры фотоответа не были исследованы, ввиду наличия сильных утечек в исследованных образцах, которые приводили к сильному падению фактора заполнения ВАХ.

Для создания качественного p - n перехода в подложках германия была применена технология диффузии атомов цинка из растущего сильно легированного слоя AlGaAs . Слои выращивались при температуре 750°C , давлении 200 мбар и высоком молярном соотношении атомов цинка к атомам третьей группы, которое составляло 2.4. Происходящая при таком росте диффузия атомов цинка в подложку германия приводила к возникновению качественного p - n перехода, а полученные СЭ характеризовались высокой спектральной чувствительностью.

Создание солнечных элементов на p -Ge подложках возможно за счет диффузии в них как атомов мышьяка из растущих слоев AlGaAs , так и за счет диффузии атомов фосфора из растущих слоев GaInP . Проведенные исследования

n-p Ge СЭ с GaAs нуклеационным слоем не позволили найти условия создания качественного *p-n* перехода в германии ввиду глубокой диффузии атомов мышьяка. Наряду с этим, выращивание слоя GaInP 650 °С и давлении 100 мбар позволило создать Ge элементы с хорошими спектральными и нагрузочными параметрами.

При помощи метода, описанного в 2.2.1, были проведены серии теоретических расчетов СЭ на основе германия. На рис. 2.5 приведены расчетные спектральные характеристики внутреннего квантового выхода Ge ФЭП *n-p* полярности с эмиттером толщиной 700 нм при различных значениях диффузионных длин неосновных носителей заряда. Важно отметить, что для Ge ФЭП, создаваемых в подложке, снижение диффузионной длины в эмиттере приводит к завалу спектральной характеристики в ее коротковолновой части.

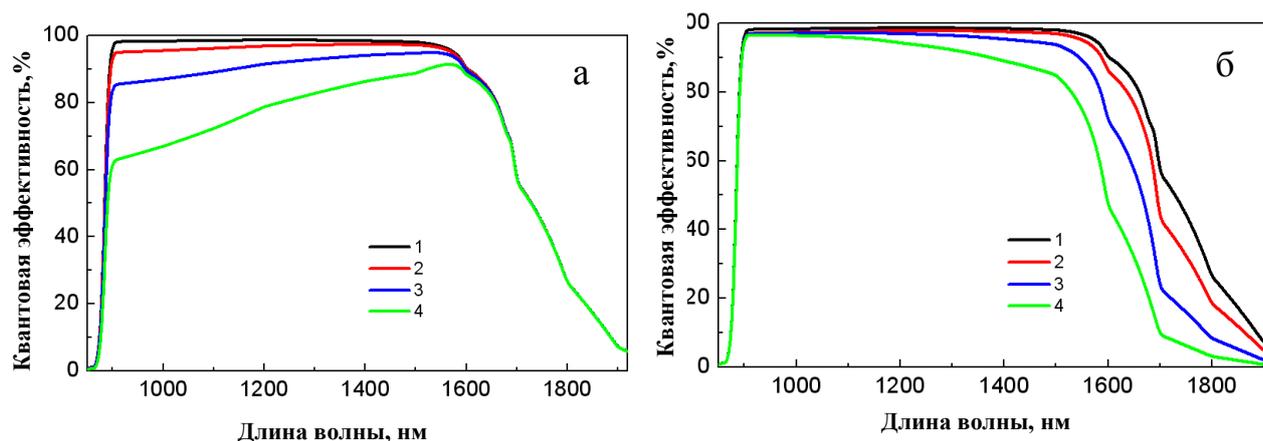


Рис. 2.5 – Расчетные спектры внутреннего квантового выхода Ge-ФЭП: (а) - при различной диффузионной длине в эмиттере (1 – $L_p = 5$ мкм, 2 – $L_p = 2$ мкм, 3 – $L_p = 1$ мкм, 4 – $L_p = 0.5$ мкм; $L_n = 120$ мкм); (б) при различной диффузионной длине в базе (1 – $L_n = 120$ мкм, 2 – $L_n = 75$ мкм, 3 – $L_n = 50$ мкм, 4 – $L_n = 20$ мкм; $L_p = 2$ мкм)

Снижение диффузионной длины в базе не приводит к существенному общему снижению внешнего квантового выхода, обуславливая лишь смещение края длинноволновой чувствительности, что обусловлено большой толщиной базы, представляющего собой всю подложку.

Таким образом, важнейшим параметром в технологии создания диффузионных ФЭП Ge является обеспечение высоких значений диффузионных

длин в эмиттере, что является затруднительным из-за частичной компенсации эмиттера, связанного с наличием легирующей примеси в подложке. Поэтому важным является создание мелкого *p-n* перехода, за счет неглубокой диффузии примеси из нуклеационного слоя. Это и обуславливает худшие характеристики *n-p* Ge ФЭП, созданных за счет диффузии мышьяка, которые диффундируют глубже, по сравнению с атомами фосфора.

Из рис. 2.5б видно, что для обеспечения высокого уровня спектральной характеристики необходимо обеспечение диффузионной длины в *p*-Ge порядка 120 мкм. Уменьшение легирования подложки германия позволяет повысить диффузионную длину в базе, а также уменьшить степень компенсации диффузионного эмиттера. Для выявления оптимального легирования подложки германия была проделана серия экспериментов по выращиванию Ge ФЭП на подложках с различным уровнем легирования и проведена аппроксимация спектральных характеристик созданных на их основе ФЭП (рис. 2.6а). Найденные при расчете значения диффузионных длин электронов в подложке *p*-Ge, представлены в таблице 2.2.

При уровне $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, диффузионная длина электронов в *p*-Ge составляет порядка 100 мкм, что позволяло обеспечить собирание фотогенерированных носителей близкое к практическому пределу. Поскольку на исследованные образцы не наносилось антиотражающее покрытие, уровень КВ фотоответа не превышал 85% (рис. 2.6а) из-за потерь на отражение падающего излучения от поверхности элемента. Установленная зависимость диффузионной длины от степени легирования подложки изображена на рис. 2.6б.

Характеристики собирания носителей из базы и эмиттера зависят от диффузионных длин носителей, толщин слоев элемента, а также характеристик генерации, определяемых спектром падающего света. На рис. 2.7 представлены зависимости коэффициента собирания носителей из эмиттера от его толщины и диффузионной длины в нем.

Из рисунков видно, что коэффициент собирания претерпевает сходные изменения, что при увеличении толщины эмиттера с сохранением прежней диффузионной длины, что при уменьшении диффузионной длины, но постоянной толщине эмиттера.

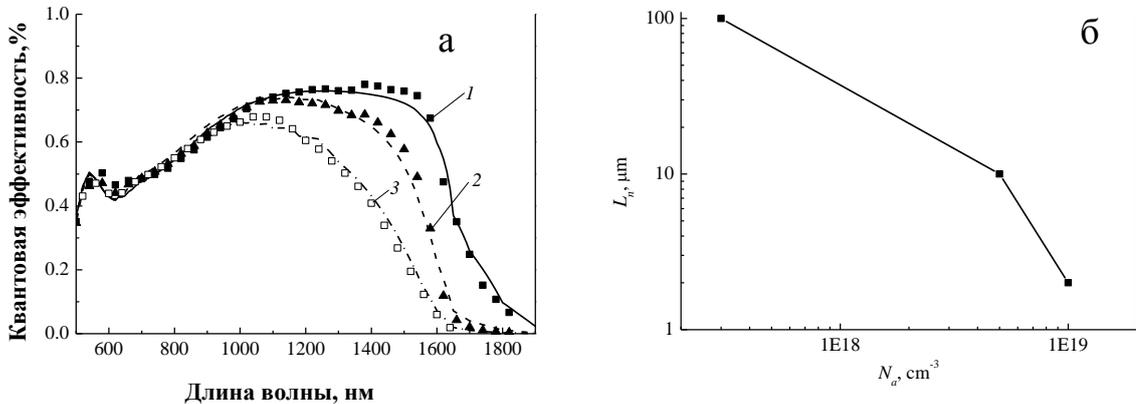


Рис. 2.6 – Спектральные характеристики непросветленных Ge СЭ с *n-p*-структурой в зависимости от степени легирования подложки N_a , 10^{18} см⁻³: 1 – 3, 2 – 5, 3 – 10. Сплошные линии – расчетные кривые, полученные варьированием диффузионной длины в базе; точки – измеренные значения (а) и зависимость диффузионной длины электронов L_n в *p-Ge* от степени его легирования N_a (б).

Это позволяет заключить, что решающее значение на коэффициент собирания оказывает их отношение, которое должно быть не менее 3-х для обеспечения собирания близкого к 100%. Можно ввести коэффициент, характеризующий интегральное собирание для данного падающего спектра, как отношение собираемого из эмиттера фототока $j_{ph}^{emitter}$ к числу пар носителей, генерируемых в эмиттере $n_{ph}^{emitter}$:

$$\bar{Q} = j_{ph}^{emitter} / n_{ph}^{emitter}. \quad (2.22)$$

Величину, определяемую формулой (2.22), можно назвать *средним коэффициентом собирания*. График ее зависимости для части спектра АМ0, падающего, на Ge субэлемент в трехпереходном КСЭ представлен на рис. 2.8. Важно отметить, что в случае преобразования Ge ФЭП всего спектра, зависимости (рис. 2.8) будут иметь несколько другой вид, ввиду изменения функции генерации. Строго говоря, средний коэффициент собирания нельзя

считать лишь функцией отношения диффузионной длины к толщине эмиттера и спектра падающего света, что ясно из формул предыдущего раздела, однако, все прочие зависимости менее значимы, а потому могут не приниматься во внимание для качественного анализа, которому данный коэффициент, собственно и служит.

Таблица 2.2 – Значения диффузионных длин неосновных носителей в эмиттерах и базах для Ge СЭ

	L_p , мкм	L_n , мкм
Элемент 1	2.0	100
Элемент 2	2.0	10
Элемент 3	1.9	2

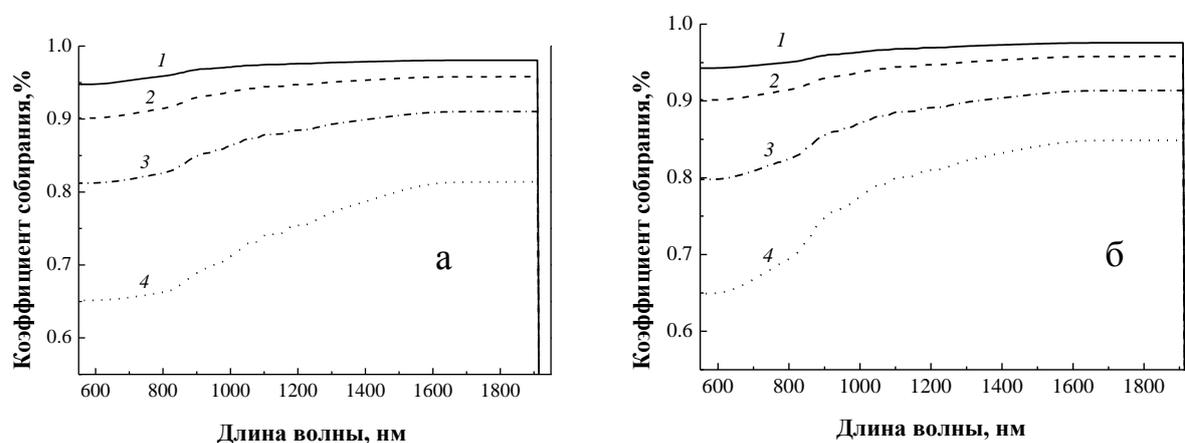


Рис. 2.7 – Зависимость коэффициента сбора: (а)- в эмиттере Ge СЭ от его толщины, мкм: 1 – 0.5, 2 – 0.7, 3 – 1.0, 4 – 1.5. Диффузионная длина равна 1.5 мкм; (б) - в эмиттере Ge СЭ от величины диффузионной длины в нем, мкм: 1 – 2.0, 2 – 1.5, 3 – 1.0, 4 – 0.7. Толщина эмиттера равна 700 нм.

График на рис. 2.8а показывает, что 90% сбор из эмиттера достигается при диффузионной длине вдвое превышающей его толщину. Сбор в 96% достигается при трехкратном превышении диффузионной длиной толщины эмиттера, после чего дальнейшее увеличение сбора происходит крайне медленно. Характеристики сбора носителей из базы могут быть учтены сходным образом с тем, как это было сделано для эмиттера. Однако, толщина базы для германиевых элементов достаточно велика, по сравнению с глубиной поглощения и диффузионной длиной, и в большинстве

случаев ее можно было считать полубесконечной. Таким образом, зависимость должна быть построена не для отношения длины диффузии к толщине подложки, а для ее абсолютной величины (рис. 2.8б).

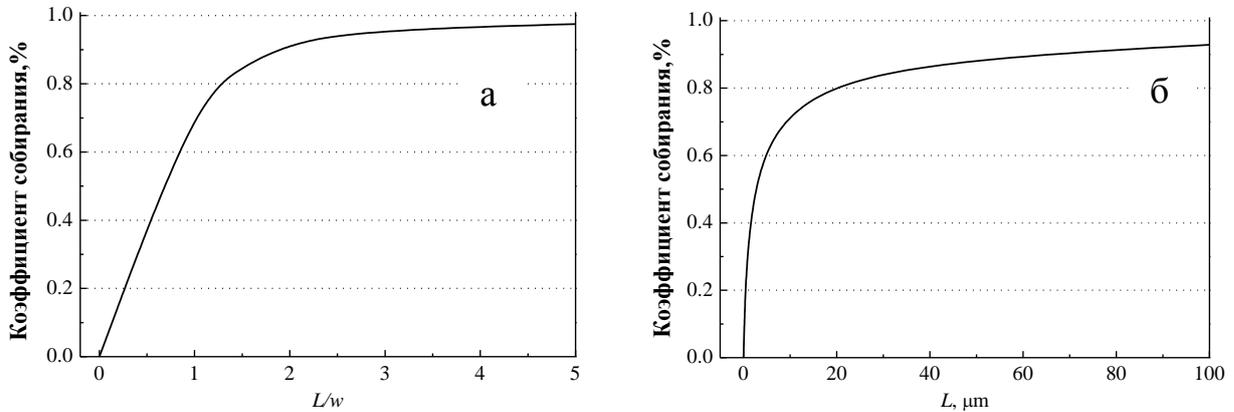


Рис. 2.8 – Зависимость среднего коэффициента собирания: (а) - в эмиттере Ge СЭ для спектра освещения АМ0 обрезанного на 900 нм от отношения диффузионной длины неосновных носителей L к толщине эмиттера w ; (б) – из базы Ge СЭ для спектра освещения АМ0 от отношения диффузионной длины L неосновных носителей при толщине эмиттера 0.5–1 мкм.

На рис. 2.9 представлены зависимости коэффициента собирания носителей из базы от длины волны света, вызывающего генерацию, при различных длинах диффузии неосновных носителей. Из рис. 2.9 видно различие в характеристиках собирания из эмиттера и базы. Если в случае эмиттера снижение диффузионной длины приводит к общему снижению собирания лишь с несколько большим проявлением в коротковолновой части (рис. 2.7б), то для базы снижение диффузионной длины в свою очередь выражается в снижении длинноволновой чувствительности, постепенно приводя характеристику к «треугольному» виду.

Это объясняется тем, что если в эмиттере носители были ограничены с одной стороны переходом, а с другой – окном, на границе с которым имеется потенциальный барьер, то в полубесконечной базе присутствует лишь единственное ограничение. Таким образом, для носителей, поглощенных в эмиттере, вероятность попадания в переход прямо пропорциональна времени их жизни, т.е. диффузионной длине, и зависит от места рождения только когда длина

меньше толщины слоя, что соответствует условиям плохого собирания. В базе же при падении диффузионной длины в первую очередь падает вероятность собирания переходом носителей, рожденных в глубине подложки длинноволновыми фотонами, которым необходимо преодолеть большее расстояние до перехода по сравнению с носителями, рожденным вблизи него коротковолновым светом.

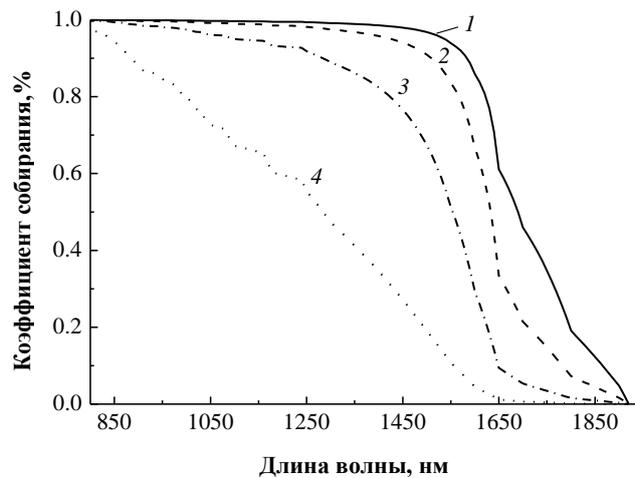


Рис. 2.9 – Спектральная зависимость коэффициента собирания носителей из базы Ge СЭ при различных значениях диффузионной длины неосновных носителей в ней, мкм: 1 – 150, 2 – 50, 3 – 10, 4 – 1.

Этим же объясняется и характер зависимости среднего коэффициента собирания из базы от диффузионной длины неосновных носителей (см. рис. 2.8б). Увеличение диффузионной длины даже до бесконечности не позволяет достичь полного собирания, т.к. при большем значении длины диффузии для носителя вероятность его собирания в переход не повышается. Это связано с тем, что для носителей, диффундировавших в глубину подложки, оказывается существенной вероятность достижения тыльного контакта, от которого они не будут отражены в обратном направлении, а рекомбинируют на поверхностных состояниях контакта.

2.4 Диффузионные длины в фотоактивных слоях GaAs субэлементов, коэффициенты сбора носителей из базы и эмиттера

Структуры типичных GaAs ФП различной полярности представлены на рис. 2.10. Основное отличие данных элементов от рассмотренных прежде германиевых заключается в наличии потенциального барьера, ограничивающего толщину базы и исключающего диффузию носителей из нее в подложку и далее к тыльному контакту.

металлич. конт.		металлич. конт.	
p^{++} -контактный слой	Анти-отраж. покрытие	n^{++} -контактный слой	Анти-отраж. покрытие
p -широкозонное окно		n -широкозонное окно	
p -GaAs эмиттер		n -GaAs эмиттер	
n -GaAs база (подложка)		p -GaAs база (подложка)	
n -ТПБ		p -ТПБ	
n -GaAs подложка		p -GaAs подложка	
металлический контакт		металлический контакт	
<i>a</i>		<i>б</i>	

Рис. 2.10 – Структуры однопереходных типичных GaAs СЭ с p - n (а) и n - p (б) полярностями.

Данное отличие оказывает серьезное влияние на характеристики сбора GaAs СЭ. И если кривая среднего сбора из эмиттера (см. рис. 2.11), в общем, практически повторяет соответствующую для германия, обнаруживая лишь незначительные отличия из-за изменения эффективного поглощаемого спектра, то сбор из базы будет описываться несколько иначе.

Если база в германиевом элементе могла считаться полубесконечной, т.к. ее толщина фактически определялась толщиной подложки, то в GaAs СЭ база имеет четко определенную толщину, и, дойдя до ее конца, носитель, так же как в эмиттере, имеет вероятность отразиться от барьера назад к переходу. Таким образом, область его диффузии является строго ограниченной. Зависимость коэффициента сбора от длины волны для различных значений диффузионной длины для ограниченной базы имеет значительное сходство с соответствующими кривыми для эмиттера.

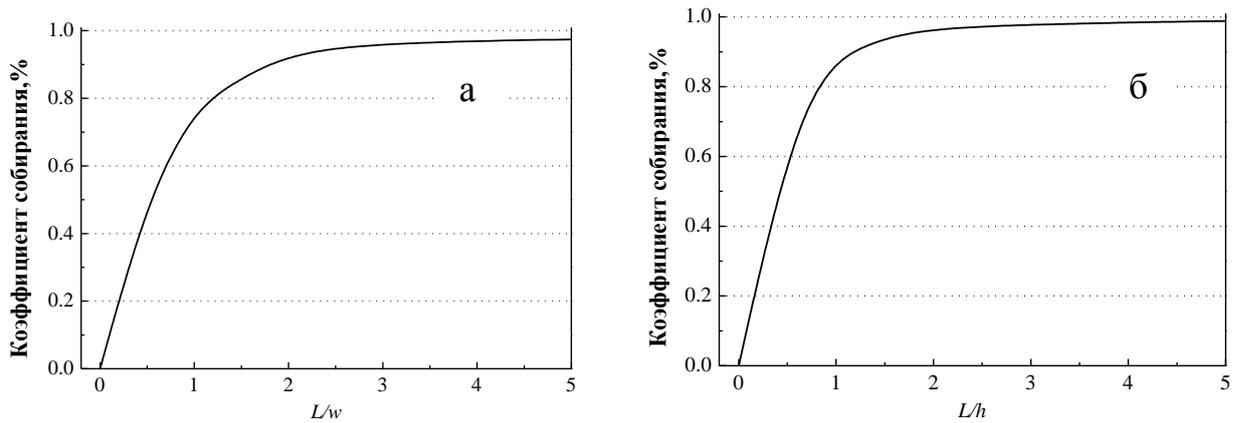


Рис. 2.11 Зависимость среднего коэффициента собирания для спектра освещения АМ0, частично обрезанного для имитации верхнего GaInP субэлемента: (а) - в эмиттере GaAs СЭ от отношения диффузионной длины неосновных носителей L к толщине эмиттера w ; (б) – из базы GaAs СЭ от отношения диффузионной длины неосновных носителей L к толщине базы h при толщине эмиттера 0.05–0.5 мкм.

Как следствие, зависимость среднего коэффициента собирания от отношения диффузионной длины к толщине базы оказывается сходной с аналогичной для эмиттера. Разница в ее форме определяется лишь тем, что если в эмиттере максимум носителей поглощается на наибольшем удалении от перехода, то в базе – в максимальной близости. Таким образом, для получения близкого к полному собиранию из эмиттера, как это следует из рис. 2.11а, необходимо иметь не менее чем трехкратное превосходство в длине диффузии над толщиной эмиттера, а лучше увеличить данное соотношение до 5. В базе, согласно рис. 2.11б, трехкратное превышение длины диффузии над толщиной более чем достаточно, удовлетворительное собирание можно обеспечить и при значениях длин диффузии, превышающих толщину базы в 2-2.5 раза. Это определяется еще и тем, что в КСЭ субэлемент на основе GaAs преобразует лишь часть спектра, что обуславливает меньшую генерацию носителей в базе на удалении от ОПЗ.

Разработанный метод расчета спектральных характеристик, как и в случае с германиевыми ФЭП, может быть использован для определения диффузионных длин в эмиттере и базе GaAs ФЭП. Для примера, на рис. 2.12 представлены

спектральные характеристики трех GaAs ФЭП p - n полярности, выращенных с разной степенью легирования GaAs-базы. На графике вместе с измеренными характеристиками приведены и расчетные кривые. Параметры расчета подбирались таким образом, чтобы обеспечить наилучшее согласование получаемых характеристик с экспериментальными. Найденные таким образом длины диффузии сведены в таблицу 2.4.

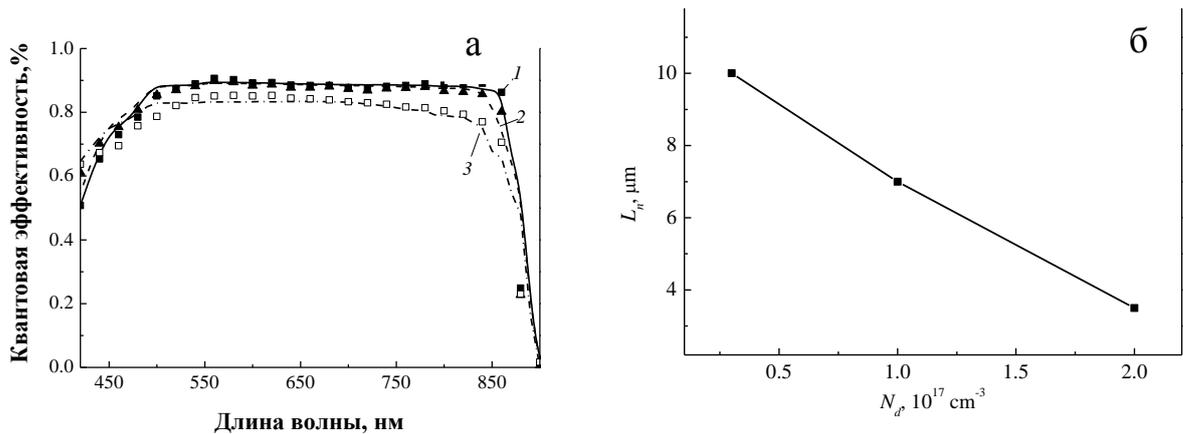


Рис. 2.12 – Спектральные характеристики GaAs СЭ с p - n -структурой в зависимости от степени легирования подложки $N_d \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$: 1 – 0.3, 2 – 1, 3 – 2. Сплошные линии – расчетные кривые, полученные варьированием диффузионной длины в базе; точки – измеренные значения (а). Зависимость диффузионной длины дырок L_p в n -GaAs от степени его легирования N_d (б).

Установленная зависимость длины диффузии неосновных носителей в базе от степени ее легирования представлена на рис. 2.12б. Сводные зависимости диффузионных длин для ННЗ p -Ge, n -GaAs и p -GaAs слоев показаны на рис. 2.13. Как и ожидалось, у Ge диффузионные длины оказались выше практически на 2 порядка. Это связано тем, что в Ge времена жизни ННЗ значительно выше, чем в GaAs слоях. Так же были получены p -GaAs слои, легированные магнием. Из сравнения диффузионных длин на рис. 2.13. можно сделать вывод о том, что при легировании GaAs слоев, в качестве p -примеси предпочтительнее использовать цинк.

Важно отметить, что зависимость диффузионных длин электронов и дырок в GaAs слоях различаются. При высоких концентрациях ($\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) диффузионные

длины электронов в p -GaAs слоях оказываются в два раза выше, по сравнению с последними для дырок в n -GaAs. При концентрации $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ диффузионные длины электронов и дырок имеют близкие значения, а при дальнейшем понижении концентрации слои n -GaAs обладают лучшими транспортными свойствами.

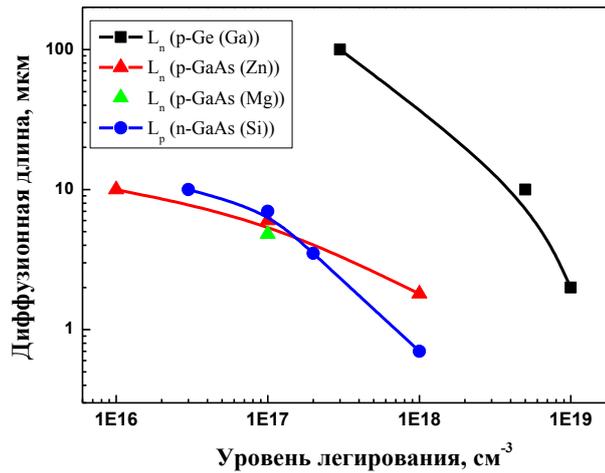


Рис. 2.13 – Зависимости диффузионных длин для ННЗ p -Ge, n -GaAs и p -GaAs слоев.

Это может объясняться большим рассеянием носителей на атомах кремния, что приводит к уменьшению диффузионной длины дырок при высоких концентрациях, а также большим временем жизни дырок, по сравнению с электронами, что снижает диффузионные длины электронов при малых концентрациях, когда снижается рассеяние носителей на атомах примеси.

Таким образом, при создании ФЭП на основе арсенида галлия преимуществами будет обладать структура p - n полярности.

Таблица 2.4 – Значения диффузионных длин для GaAs-элементов

	L_n , мкм	L_p , мкм
Элемент 1	1.2	10
Элемент 2	1.2	7
Элемент 3	1.0	3.5

2.5 Фотопреобразователи на основе GaInP

2.5.1 Диффузионные длины, коэффициенты собирания для фотоактивных слоев GaInP

Элементы на основе GaInP, изопериодичного с GaAs или Ge, обладающего шириной запрещенной зоны в 1.9 эВ, используются, как правило, в качестве верхних субэлементов двухпереходных GaInP/GaAs и трехпереходных GaInP/GaAs/Ge КСЭ. Структуры типичных элементов представлены на рис. 2.14. Несложно видеть, что они аналогичны GaAs СЭ.

металлич. конт.		металлич. конт.	
p^{++} -контактный слой	Анти-отраж. покрытие	n^{++} -контактный слой	Анти-отраж. покрытие
p -широкозонное окно		n -широкозонное окно	
p -GaInP эмиттер		n -GaInP эмиттер	
n -GaInP база (подложка)		p -GaInP база (подложка)	
n -ТПБ		p -ТПБ	
n -GaAs подложка		p -GaAs подложка	
металлический контакт		металлический контакт	
<i>a</i>		<i>б</i>	

Рис. 2.14 – Структуры однопереходных типичных GaInP СЭ с p - n (а) и n - p (б) полярностями.

Схожесть конструкций GaInP и GaAs СЭ обуславливает соответствие между их характеристиками собирания, изображенными на рис. 2.15а и 2.15б. Некоторые отличия в наклоне кривых обусловлены тем, что, в отличие от Ge- GaAs-элементов, максимум генерации носителей более размазан относительно геометрии элемента и в эмиттере, и в базе, что обусловлено иным полезным спектральным составом.

Сводный вид зависимостей коэффициента собирания для трех эмиттеров, а также баз GaInP и GaAs-субэлементов GaInP/GaAs/Ge СЭ при спектре падающего света AM0 представлен на рис. 2.16. Как обсуждалось ранее, из графиков несложно видеть, что кривые укладываются в две группы, соответствующие

базам и эмиттерам субэлементов. Для всех трех типов эмиттеров собирание в 95% достигается при трехкратном превышении диффузионной длины над толщиной слоя. При этом незначительные отклонения в форме кривых определяются, в первую очередь, спектральным составом поглощаемого в данном субэлементе света.

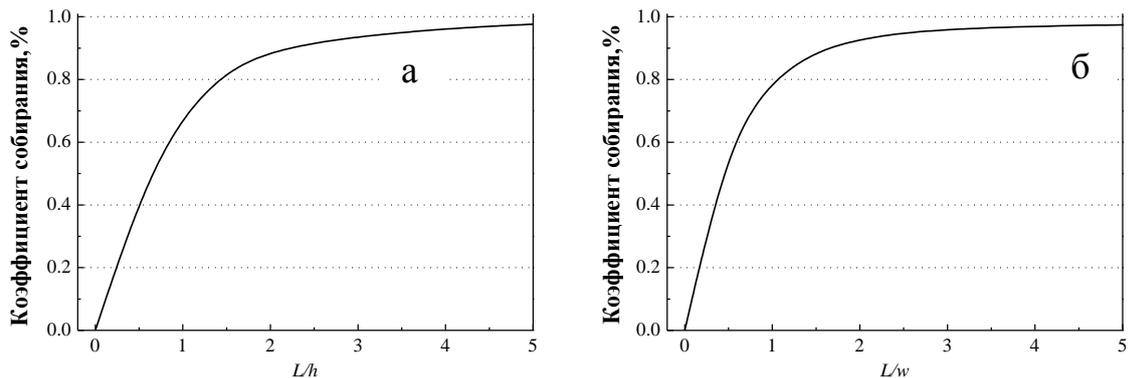


Рис. 2.15 – Зависимость среднего коэффициента собирания: (а) – в эмиттере GaInP СЭ для спектра освещения AM0 от отношения диффузионной длины неосновных носителей L к толщине эмиттера w ; (б) – из базы GaInP СЭ для спектра освещения AM0 от отношения диффузионной длины неосновных носителей L к толщине базы h при толщине эмиттера 0.05–0.1 мкм.

Лучшее собирание носителей из баз элементов объясняется тем, что в слоях эмиттеров основная доля неравновесных носителей генерируется на максимальном удалении от перехода, в то время как в базе – в максимальной близости от него. Поэтому собирание в 95% для баз GaAs и GaInP субэлементов достигается уже при двукратном превосходстве диффузионной длины над толщиной слоя.

Если в случае ограниченности базового слоя ТПБ увеличение диффузионной длины неосновных носителей в нем приводит к 100% собиранию фототока, то для полубесконечной базы в p -Ge подобное увеличение диффузионной длины не позволяет обеспечить полного собирания, достигая отметки в 92.4% при длине в 100 мкм и практически не меняясь впоследствии

Таким образом, можно заключить, что достаточные значения диффузионных длин в GaInP/GaAs/Ge СЭ равны утроенным толщинам слоев для эмиттеров и

удвоенным для баз двух верхних субэлементов. В базе Ge-субэлемента диффузионная длина должна составлять, по меньшей мере, 100 мкм для обеспечения максимально возможного сбора фототока из нее.

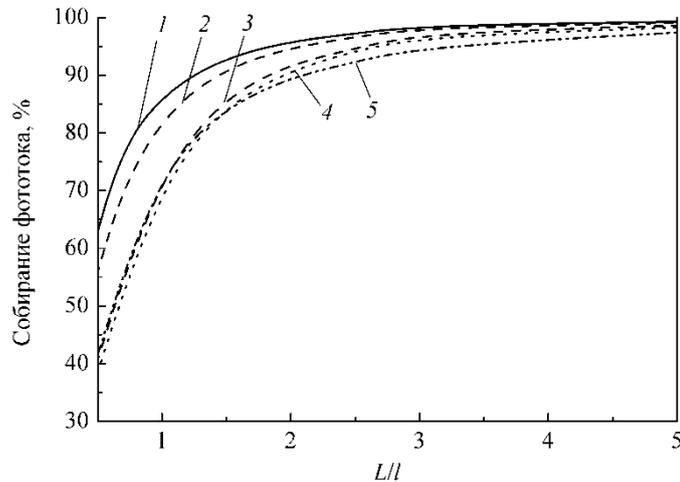


Рис. 2.16 – Сборание фототока для спектра AM0 из различных слоев GaInP/GaAs/Ge СЭ в зависимости от отношения диффузионной длины неосновных носителей в данном слое (L) к его толщине (l): 1 – p -GaAs база, 2 – p -GaInP база, 3 – n -GaInP-эмиттер, 4 – n -Ge-эмиттер, 5 – n -GaAs-эмиттер.

2.5.2 Особенности n - n и p - p гетеропереходов AlGaInP/GaInP

При создании GaInP ФЭП p - n полярности были выявлены «хвосты» на ВАХ, связанные с наличием потенциального барьера, препятствующего протеканию основных носителей, которых не было в случае структур n - p полярности. Для нахождения природы данного барьера были выращены и исследованы три экспериментальные структуры на p - и n -GaAs подложках. Для проверки влияния p -AlInP окна, также была выращена структура p - n полярности без слоя широкозонного окна. Было проведено компьютерное моделирование вольтамперных характеристик гетероструктур GaInP СЭ с использованием программы AFORS-HEТ. При моделировании использовалась одномерная структура GaAs/широкозонное окно/GaInP/GaAs с омическими верхними и

нижними контактами со скоростью поверхностной рекомбинации для электронов и дырок равной $10^7 \text{ см}^{-1} \text{ с}^{-1}$. Основные параметры материалов, используемые при расчете, показаны в таблице 2.5.

Таблица 2.5 – Основные параметры материалов, используемые при расчете.

Материал	E_g , эВ	χ , эВ	μ_n/μ_p , $\text{см}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$
GaAs	1.42[121]	4.07 [121]	1000/50[121]
GaInP	1.85 [122]	4.01 [124]	500/30 [126,127]
AlInP	2.35 [123]	3.78 [124]	100/10
$\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$	2.09 [122]	3.53 [123]	500/30 [128]
$\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$	1.92 [122]	3.63[123]	500/30
$(\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4})_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$	2.26 [122]	3.83 [124]	100/50

Для всех слоев была взята одинаковая величина времени жизни в объеме равная 10^{-8} с. [129]. При расчете освещенных вольт-амперных характеристик принимались во внимание типичный экспериментальный спектр отражения просветляющего покрытия и 8% затенения.

Для исследования влияния плотности состояний на границах раздела окно/эмиттер она была описана введением очень тонкого ($d = 1$ нм) дефектного слоя GaInP (с шириной запрещенной зоны $E_g = 1.85$ эВ). Распределение плотности состояний (g_{it}) в этом интерфейсном слое было взято постоянным, предполагая донорный/акцепторный тип дефектов в нижней/верхней половине запрещенной зоны. Площадь сечения захвата для электронов и дырок была принята равной 10^{-14} см^2 . Плотность поверхностных состояний $D_{it} = g_{it} \times d$ варьировалась в диапазоне $10^7 - 5 \cdot 10^{13}$ $\text{см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$. Согласно результатам моделирования влияние плотности состояний на границе раздела контактный слой GaAs/окно на характеристики солнечных элементов пренебрежимо мало до $D_{it} = 10^{13}$ $\text{см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$, и эти поверхностные состояния не принимались во внимание.

Расчетные кривые ВАХ для AM1.5D спектра без учета рекомбинации на интерфейсах структуры представлены на рис. 2.17. Необходимо отметить, что экспериментальные ВАХ (не представлены) очень хорошо согласовывались

данными полученными при помощи моделирования. Структура n - p полярности демонстрирует самые высокие значения тока короткого замыкания, напряжения холостого хода, FF и эффективности преобразования. Для структуры p - n полярности с окном p -AlInP наблюдается хорошо выраженный перегиб на кривой ВАХ, приводящий к низкой эффективности преобразования, в то время как структура p - n полярности без окна показывает самые низкие значения тока короткого замыкания и напряжения холостого хода.

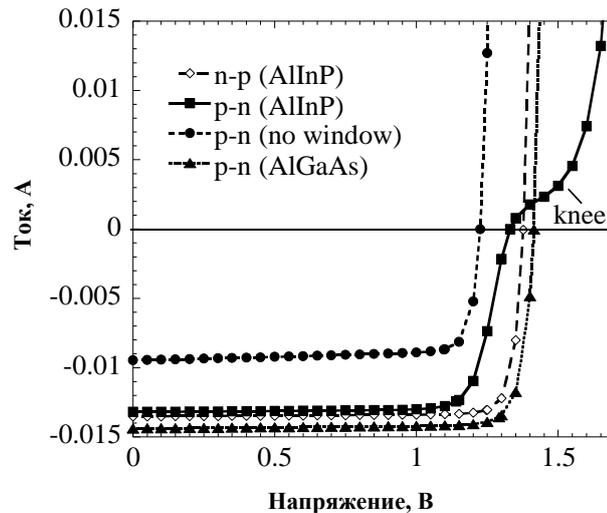


Рис 2.17 – Расчетные ВАХ ($AM1.5D$ 100 mW/cm^2) исследованных структур.

Важно отметить, что для точного сравнения абсолютных значений, полученных из моделирования и эксперимента необходимо точное знание оптических и электрических свойств полупроводниковых материалов и слоев антиотражающего покрытия. Расчетная кривая ВАХ для структуры p - n полярности с окном p -Al_{0.8}Ga_{0.2}As также представлены на рис. 2.17. Она не имеет перегибов и характеризуется более высокими значениями КПД по сравнению с другими структурами p - n полярности.

Ввиду того, что негативный эффект для ФЭП p - n полярности был, очевидно, обусловлен наличием слоя p -AlInP широкозонного окна, было теоретически исследовано влияние его параметров на ВАХ ФЭП (рис. 2.18). Только один параметр изменялся при каждом расчете, в то время как все другие параметры

бели неизменными. При уменьшении толщины p -AlInP слоя с 30 нм до 15 нм перегиб на кривой ВАХ полностью исчезал наряду с увеличением J_{K3} на 8 %.

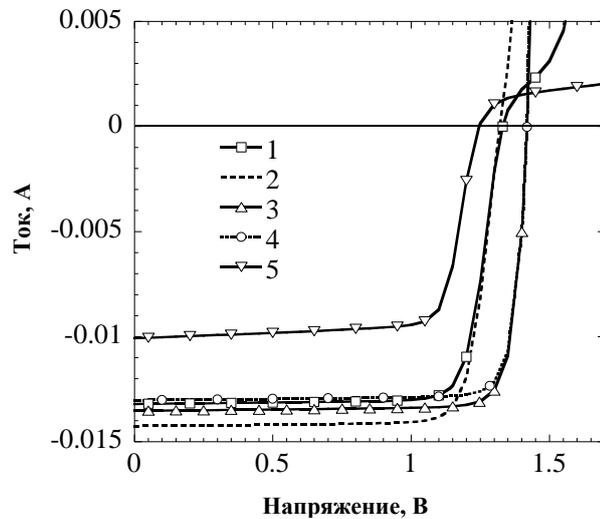


Рис. 2.18 – Расчетные ВАХ ($AM1.5D$ 100 мВт/см 2) для структур p - n полярности с окном p -AlInP (таблица 2.6), где следующие параметры AlInP слоя не были изменены: 1) никаких изменений; 2) толщина 15 нм; 3) концентрация легирующей примеси 10^{19} см $^{-3}$; 4) сродство к электрону 3.58 эВ; 5) D_{it} AlInP / GaInP интерфейса 10^{12} см $^{-2}$ ·эВ $^{-1}$.

Увеличение концентрации легирующей примеси в p -AlInP слое до 10^{19} см $^{-3}$ так же приводило к исчезновению перегиба на ВАХ и значительному увеличению J_{K3} , U_{XX} , и FF . Снижение сродства к электрону AlInP до $\chi = 3.58$ эВ приводило к нормальному виду кривой ВАХ и к значительному увеличению U_{XX} и FF , при этом наблюдалось небольшое снижение J_{K3} . Такое же поведение кривой ВАХ (без перегиба) наблюдалось при исключении контактного слоя GaAs при моделировании с сохранением всех остальных параметров (не представлено на графике). Однако присутствие незначительной плотности дефектов на границе раздела AlInP/GaInP ($D_{it} = 10^{12}$ см $^{-2}$ ·эВ $^{-1}$) приводило к более выраженному перегибу и дальнейшему снижению КПД ФЭП.

Результаты теоретического исследования интерфейсных дефектных состояний на J_{K3} , U_{XX} и КПД приведены на рис. 2.19. Увеличение D_{it} интерфейса AlInP/GaInP от 0 до 10^{11} см $^{-2}$ ·эВ $^{-1}$ не приводит к существенным изменениям для структур обеих полярностей с окном AlInP. Для $D_{it} > 10^{11}$ см $^{-2}$ ·эВ $^{-1}$ J_{K3} уменьшается с увеличением D_{it} как для p - n , так и для n - p структур. Тем не менее,

для структуры p - n полярности J_{K3} падает быстрее, чем в структуре n - p полярности, в то время как U_{XX} резко падает только на структуре p - n полярности и слегка уменьшается для структуры n - p полярности. Это приводит к тому, что КПД структуры p - n полярности, при $D_{it} > 10^{11} \text{ см}^{-2}\cdot\text{эВ}^{-1}$, более чувствительны к D_{it} , чем КПД структуры n - p полярности (падает только для $D_{it} \geq 10^{12} \text{ см}^{-2}\cdot\text{эВ}^{-1}$).

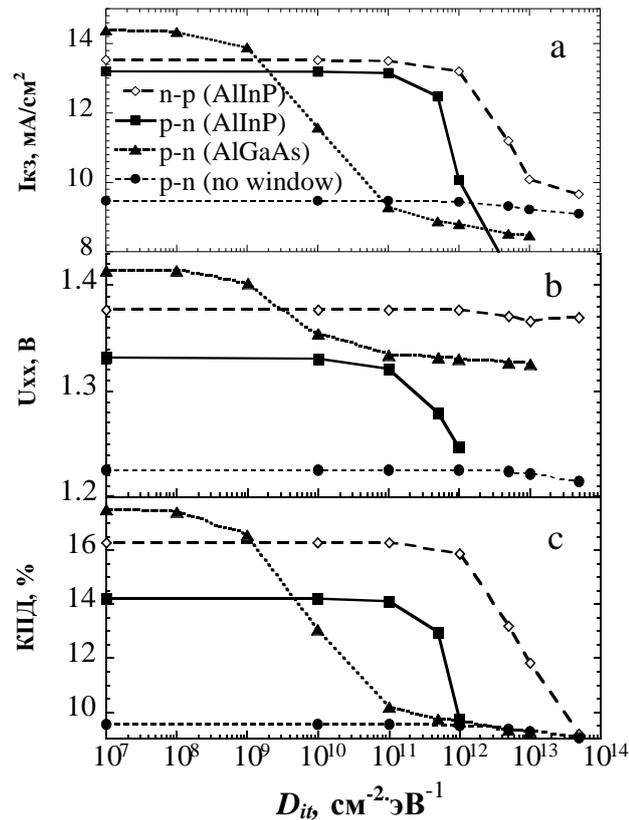


Рис. 2.19 – Расчетные зависимости J_{K3} (а), U_{XX} (б) и КПД (в) GaInP СЭ от D_{it} для четырех типов гетероструктур.

Параметры структуры p - n полярности без окна не зависят от D_{it} на интерфейсе GaAs/GaInP вплоть до $10^{12} \text{ см}^{-2}\cdot\text{эВ}^{-1}$, однако находятся на низком уровне. Для $D_{it} > 10^{12} \text{ см}^{-2}\cdot\text{эВ}^{-1}$ J_{K3} , U_{XX} и КПД начинают незначительно уменьшаться. Напротив, структуры p - n полярности с окном p - $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ очень чувствительны к D_{it} на интерфейсе $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As} / \text{GaInP}$. Резкое снижение J_{K3} , U_{XX} и КПД начинается уже при $D_{it} > 10^8 \text{ см}^{-2}\cdot\text{эВ}^{-1}$, в то время как для $D_{it} > 10^{11} \text{ см}^{-2}\cdot\text{эВ}^{-1}$ скорость падения этих параметров уменьшается.

Разница в поведении ВАХ для n - p и p - n структур с окном AlInP может быть объяснена через особенности зонных диаграмм. Расчетные равновесные зонные

диаграммы представлены на рис. 2.20. Высокие значения разрыва валентной зоны ΔE_v для GaAs/AlInP и AlInP/GaInP интерфейсов $p-n$ структуры приводят к формированию высокого потенциального барьера (около 0.54 эВ) для большинства основных носителей заряда (дырок), перемещающихся к переднему контакту (рис. 2.20а). Этот барьер ограничивает транспорт дырок и приводит к перегибу на ВАХ при освещении. Кроме того, изгиб зон в слое p -AlInP приводит к возникновению электрического поля, которое затягивает фотогенерированные электроны к лицевому контакту, где они рекомбинируют. Другими словами, генерация электронов в p -AlInP слое приводит к рекомбинационным потерям. Для $p-n$ структуры с тонким слоем p -AlInP (15 нм) большее значение J_{K3} достигается за счет снижения генерации электронов в p -AlInP и, следовательно, снижения рекомбинационных потерь. В случае высокой концентрации легирования p -AlInP происходит уменьшение области обеднения в GaAs/AlInP и AlInP/GaInP интерфейсов (тонкие барьеры), а также снижение рекомбинационных потерь. Однако, выращивание сильно легированных слоев p -AlInP является серьезной технической проблемой [130]. Тем не менее в обоих рассмотренных случаях перенос дырок через слой p -AlInP улучшается и перегиб отсутствует на ВАХ при исследованных плотностях падающей мощности. Эти результаты соответствуют экспериментальным данным, когда наблюдалось улучшение формы ВАХ кривой при увеличении концентрации легирующей примеси в слое p -AlInP.

При расчете $p-n$ структуры без контактного слоя GaAs положение уровня Ферми лицевого контакта совпадает с объемным равновесным (условие омического контакта). При этом формируется только один барьер 0.22 эВ на границе AlInP/GaInP. Кривая ВАХ в этом случае не имеет перегиба и обладает лучшими параметрами по сравнению с другими $p-n$ структурами, что показывает высокий потенциал структур $p-n$ полярности.

Когда расчет производится при более низких значениях χ (3.58 эВ) ΔE_v уменьшается, и ΔE_c увеличивается на 0.2 эВ для GaAs/AlInP и AlInP/GaInP

интерфейсов, что приводит к понижению барьера (0.34 эВ) для дырок и, следовательно, лучшей ВАХ кривой.

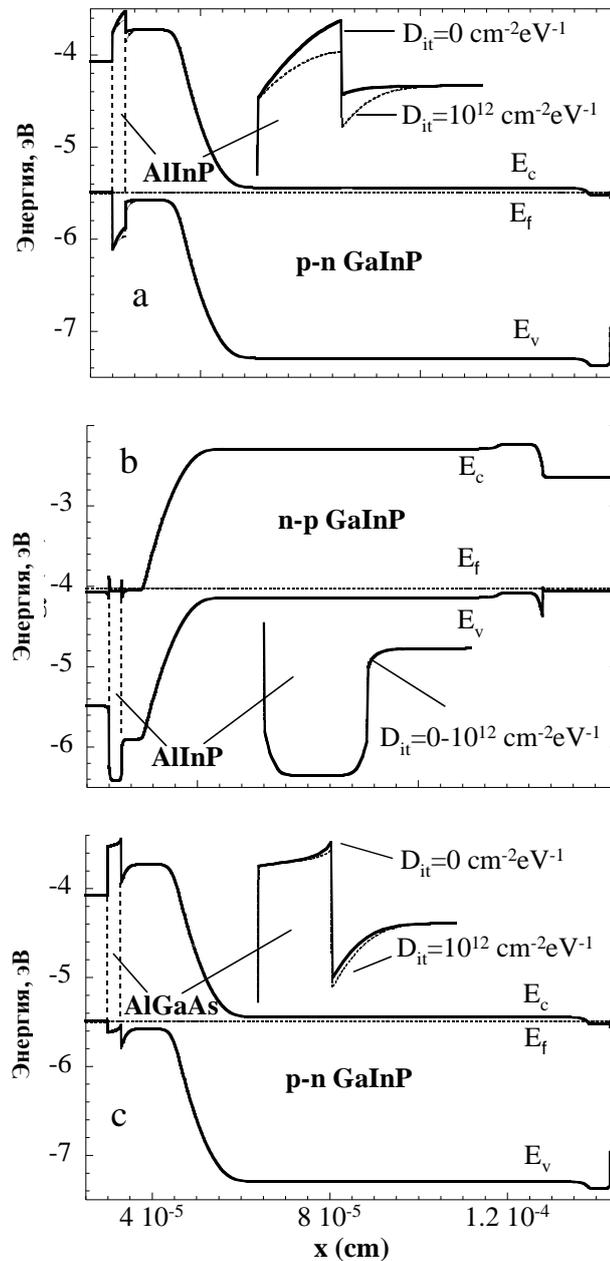


Рис. 2.20 – Рассчитанные зонные диаграммы в равновесии для структуры p - n полярности с окном p - AlInP (а), структуры n - p полярности с окном n - AlInP (б) и структуры p - n полярности с окном p - $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ (с). Два значения (D_{it} 0 и $10^{12} \text{ см}^{-2}\cdot\text{эВ}^{-1}$.) были использованы при моделировании.

Для структуры n - p полярности барьеры для основных носителей (электронов), проходящих через слой широкозонного окна, не превышает 0.15 эВ (рис. 2.20б). В этом случае обеспечивается лучший транспорт электронов, и, следовательно, не наблюдается перегибов на кривой ВАХ.

Таким образом, перегиб на ВАХ $p-n$ структур с окном AlInP происходит из-за высокого потенциального барьера для основных носителей эмиттера. Формирование этого барьера связано с большим значением ΔE_v для интерфейса GaAs/AlInP.

Структура $p-n$ полярности без окна не имеет барьера, ограничивающего транспорт неосновных носителей (электронов), образующихся в p -эмиттере, и большая часть электронов, созданных в эмиттере, рекомбинирует на переднем контакте, что ведет к значительному снижению J_{K3} и U_{XX} .

Слой $Al_{0.8}Ga_{0.2}As$ образует высокий барьер для электронов, ограничивая их рекомбинацию, в то время как барьер для дырок, возникающий на границе раздела $Al_{0.8}Ga_{0.2}As/GaInP$ остается достаточно низким (0,19 эВ) и достаточно узким, чтобы обеспечить хороший перенос дырок через окно. В результате, моделирование дает хорошую ВАХ для этой структуры, когда плотность дефектов на интерфейсе мала (рис. 2.17).

При увеличении плотности состояний на интерфейсе (D_{it}) происходит не только увеличение рекомбинации на интерфейсе, но так же изменяются зонные диаграммы вблизи интерфейсов. В случае интерфейса окно/эмиттер для изотипного гетероперехода, носители заряда, генерируемые в окне и эмиттере могут рекомбинировать на этом гетероинтерфейсе, так как скорость рекомбинации определяется концентрацией неосновных носителей на границе.

Таким образом, дырки, генерирующиеся в n -эмиттере и n -AlInP окне структуры $n-p$ полярности, рекомбинируют на границе AlInP/GaInP. Но из-за благоприятной зонной диаграммы этой структуры (см. вставку на рис. 2.20б) дырки оттягиваются от границы под действием электрического поля, что ведет к снижению скорости рекомбинации и к меньшей чувствительности к D_{it} .

Для структур $p-n$ полярности необходимо рассматривать концентрации электронов на границе. Для $D_{it} < 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$ зонная диаграмма $p-n$ структуры с окном AlInP имеет ряд недостатков по сравнению со структурой $n-p$ (см вставку на рис 2.20а), но по-прежнему обеспечивает относительно низкую

чувствительность параметров ФЭП от D_{it} (рис. 2.19). Следует отметить, что большая толщина эмиттера для структур $p-n$ полярности так же приводит к немного более высокой чувствительностью к D_{it} .

Для структуры $p-n$ полярности с окном $p\text{-Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$, высокое значение разрыва в зоне проводимости ΔE_c для интерфейса $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}/\text{GaInP}$ приводит к изгибу зон в GaInP эмиттере (см. вставку на рис. 2.20в), что создает заметное поле, втягивающее электроны из p -эмиттера к интерфейсу, что приводит к увеличению рекомбинации на этой границе. Эта специфическая особенность зонной диаграммы объясняет высокую чувствительность к D_{it} для ФЭП для $p-n$ полярности с окном $p\text{-Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ (рис. 2.19). Эти результаты находятся в согласии с высоким значением скорости поверхностной рекомбинации (10^6 см/сек) на границе $p\text{-Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}/p\text{-GaInP}$, известным из литературы.

Для структуры $p-n$ полярности без окна присутствие D_{it} на интерфейсе GaAs/GaInP не приводит к значительным изменениям, поскольку рекомбинация на границе раздела GaAs/GaInP пренебрежимо мала по сравнению с рекомбинацией на лицевом контакте.

При дальнейшем увеличении D_{it} может произойти сдвиг уровня Ферми на границе раздела из-за эффекта пиннинга. Для используемого распределения плотности дефектов положение уровня Ферми при пиннинге будет в середине запрещенной зоны граничного слоя (GaInP). Этот сдвиг уровня Ферми к середине E_g наблюдается для структуры $p-n$ полярности с окном $p\text{-AlInP}$ (рис. 2.19а) при меньшем значении ($D_{it} = 10^{12}$ см⁻²·эВ⁻¹), по сравнению с другими структурами, по причине обеднения слоя $p\text{-AlInP}$ из-за воздействия интерфейса GaAs/AlInP . Возникающий при пиннинге дополнительный изгиб зон приводит к возрастанию рекомбинации на границе, что выражается в резком снижении параметров ФЭП с ростом плотности дефектов при $D_{it} > 10^{12}$ см⁻²·эВ⁻¹ (рис. 2.19).

2.6 Выводы

Экспериментально показана возможность получения эффективных ФЭП на основе Ge при использовании диффузии атомов цинка в подложку *n*-типа и диффузии атомов фосфора в подложку *p*-типа. Однако лучшими параметрами обладают ФЭП *n-p* полярности, создаваемые на основе *p*-Ge подложки.

Проведены расчеты, и установлена разница собирания носителей из базы и эмиттера ФЭП на основе германия. При этом для носителей, рожденных в эмиттере, вероятность попадания в переход прямо пропорциональна диффузионной длине, и слабо зависит от места рождения, а в базе при падении диффузионной длины в первую очередь падает вероятность собирания переходом носителей, порожденных в глубине подложки длинноволновыми фотонами.

Показано, что 90% собирание из *n*-Ge эмиттера достигается при диффузионной длине вдвое превышающей его толщину, а 96% при трехкратном превышении диффузионной длиной толщины эмиттера. Для полубесконечной базы в *p*-Ge подобное увеличение диффузионной длины не позволяет достичь полного собирания, достигая отметки в 92.4% при длине в 100 мкм и практически не меняясь впоследствии.

Установлены зависимости диффузионных длин ННЗ в *p*-Ge от уровня легирования, и показано, что диффузионная длина в 100 мкм достигается при уровне легирования подложки $\sim 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ или менее.

Установлены зависимости диффузионных длин ННЗ в слоях *p*-GaAs и *n*-GaAs от уровня легирования. При этом сделан вывод о преимуществе GaAs *p-n* полярности, ввиду того, что при высоких уровнях легирования ($\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$) *p*-GaAs слои обладают большими диффузионными длинами, по сравнению с *n*-GaAs, а при низких ($< 10^{17} \text{ см}^{-3}$) *p*-GaAs слои обладают меньшими диффузионными длинами, по сравнению с *n*-GaAs.

Показано, что зависимости коэффициентов собирания из эмиттеров и баз субэлементов GaInP/GaAs/Ge КСЭ, за исключением полубесконечной базы Ge

субэлемента, укладываются в две группы. Для всех трех типов эмиттеров собирание порядка 95% достигается при трехкратном превышении диффузионной длины над толщиной слоя. При этом есть незначительные отклонения в форме кривых связанные с различным спектральным составом, поглощаемого субэлементом, а наименьшее собирание показывает эмиттер GaAs субэлемента.

Показано, что собирание в 95% для баз GaAs и GaInP субэлементов достигается уже при двукратном превосходстве диффузионной длины над толщиной слоя, потому что в слоях эмиттеров основная доля неравновесных носителей генерируется на максимальном удалении от перехода, в то время как в базе – в максимальной близости от него.

Экспериментально показано, что при создании GaInP ФЭП *p-n* полярности возникает потенциальный барьер на границах контактный слой/широкозонное окно/эмиттер, проявляемый в «хвостах» на ВАХ и в падении КПД. При этом GaInP ФЭП *n-p* полярности характеризовались высоким КПД и отсутствием «хвостов» на ВАХ.

Проведено численное моделирование структур GaInP ФЭП и установлено, что падение характеристик ФЭП *p-n* полярности связано с большими разрывами валентной зоны ΔE_v для GaAs/AlInP и AlInP/GaInP интерфейсов *p-n* структуры, которые приводят к формированию высокого потенциального барьера (около 0.54 эВ) для дырок. При этом для структуры *n-p* полярности барьер для основных носителей (электронов), проходящих через слой широкозонного окна, не превышает 0.15 эВ, и не ограничивает их транспорт.

Показано, что при использовании слоя *p-Al_{0,8}Ga_{0,2}As* в качестве широкозонного окна GaInP ФЭП *p-n* полярности образуется достаточно низкий барьер для дырок на границе раздела *Al_{0,8}Ga_{0,2}As/GaInP* (0.19 эВ), который обеспечивает хороший перенос дырок через окно.

Показано, что для GaInP ФЭП *n-p* полярности особенности зонной диаграммы приводят к тому, что при увеличении плотности дефектов на интерфейсе окно/эмиттер дырки оттягиваются от границы под действием

электрического поля, что ведет к снижению скорости рекомбинации и к меньшей чувствительности дефектам.

Установлено, что зонная диаграмма $p-n$ структуры с окном AlInP имеет ряд недостатков по сравнению со структурой $n-p$, но по-прежнему обеспечивает относительно низкую чувствительность к дефектам. При этом для структуры $p-n$ полярности с окном $p\text{-Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$, высокое значение разрыва в зоне проводимости ΔE_c для интерфейса $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}/\text{GaInP}$ приводит к изгибу зон в GaInP эмиттере, что создает заметное поле, втягивающее электроны из p -эмиттера к интерфейсу, и приводит к увеличению рекомбинации на этой границе. Эта специфическая особенность зонной диаграммы приводит к крайне высокой чувствительности таких ФЭП к дефектам на интерфейсе окно/эмиттер.

Глава 3. Минимизация оптических и электрических потерь, возникающих в структурах каскадных GaInP/GaInAs/Ge фотопреобразователей

Описанные в предыдущей главе особенности однопереходных субэлементов КСЭ обуславливают перспективность разработки структуры GaInP/GaInAs/Ge n - p полярности. Это связано в первую очередь со сложностью создания эффективного субэлемента GaInP p - n полярности, который значительно ограничивает КПД GaInP/GaInAs/Ge ФЭП. Кроме того, большей эффективностью обладают и ФЭП на основе Ge n - p полярности. Однако, субэлемент на основе GaAs n - p полярности, в который в КСЭ для согласования решетки добавляется 1% индия, будет обладать худшими параметрами из-за особенностей хода зависимостей диффузионных длин. Поэтому для данного субэлемента необходима максимально возможная минимизация потерь для обеспечения высоких значений КПД КСЭ.

Таким образом, для дальнейших исследований была выбрана структура КСЭ с GaInP широкозонным окном Ge субэлемента, выполнявшим роль нуклеационного слоя. Далее использовался буферный слой GaInAs и нижний туннельный диод на основе n^{++} -GaAs/ p^{++} -Al_{0.4}Ga_{0.6}As с широкозонными барьерными слоями на основе AlGaInP, которые необходимы для минимизации диффузии примеси из слоев ТД. В качестве ТПБ GaInAs субэлемента использовался слой p -AlGaAs, а широкозонное окно выполнялось из слоя n -AlGaAs. Верхний туннельный диод включал слои n^{++} -GaAs/ p^{++} -Al_{0.4}Ga_{0.6}As. Слой p^+ -GaInP выполнял роль ТПБ верхнего GaInP субэлемента, т.к. использование слоя p^+ -AlGaInP могло приводить к возникновению потенциального барьера, описанного в предыдущей главе. В качестве широкозонного окна верхнего субэлемента использовался слой n -AlInP.

3.1 Оптические потери в структурах GaInP/GaInAs/Ge КСЭ

3.1.1 Внутреннее отражение света от гетероинтерфейсов, просветление гетерограниц для Ge субэлементов каскадных ФЭП

Данная структура была исследована теоретически с целью выявления и минимизации различного рода оптических потерь. Они связаны с тем, что при преобразовании солнечного спектра в КСЭ возникает поглощение полезного излучения в слоях, находящихся между фотоактивными субэлементами (широкозонное «окно», туннельные диоды, тыльные потенциальные барьеры) и отражение излучения, как от поверхности фотопреобразователя, так и от границ раздела отдельных субэлементов. Это связано с наличием большого количества гетерограниц внутри структуры фотопреобразователя. Эти потери в основном выражаются в понижении тока короткого замыкания, который генерируют отдельные субэлементы и весь фотопреобразователь в целом. Кроме того, в случае использования не оптимизированной структуры отражение от гетерограниц может приводить к его значительному снижению.

Отражение света от гетерограниц связано с тем, что показатели преломления полупроводниковых слоев различны, причем, чем больше разница показателей преломления материалов, тем большим будет амплитуда отраженной волны. Уменьшить отражение от границы двух объемных материалов возможно за счет использования слоя просветляющего покрытия, который вводится между ними. Причем показатель преломления этого слоя должен равняться среднему геометрическому показателей преломления материалов, которые, образуют просветляемую границу, а произведение толщины на показатель преломления просветляющего слоя должно составлять четверть длины волны, для которой производится просветление. В этом случае в структуре будет две гетерограницы и амплитуды отраженных от них волн будут одинаковы, причем при указанной

толщине просветляющего слоя эти две волны будут находиться в противофазе и погасят друг друга. Поэтому отражение для данной длины волны будет равно нулю. При этом для других длин волн показатель преломления просветляющего слоя может удовлетворять вышеуказанным оптимальным критериям только в случае удачной дисперсионной зависимости, поэтому в общем случае такой слой будет оптимально просветлять гетерограницу только в узком диапазоне длин волн.

Если показатель преломления просветляющего слоя не равен среднему геометрическому показателей преломления слоев просветляемой гетерограницы, то амплитуды отраженных от гетерограниц волн не будут одинаковы, и, даже в случае оптимального выбора толщины просветляющего слоя, амплитуда отраженной волны будет больше нуля. В этом случае возможно использование многослойного просветляющего покрытия, в котором показатели преломления равноудалены друг от друга и от слоев, составляющих просветляемую гетерограницу.

Если показатель преломления вводимого между двумя материалами слоя больше либо меньше их показателей преломления, а не находится между ними, такой слой будет увеличивать амплитуду отраженной волны, выполняя роль селективного отражателя. Причем, чем больше разница показателей преломления материалов, составляющих гетерограницу с материалом слоя отражателя, тем выше будет амплитуда отраженной волны. При этом минимальное отражение будет в случае, когда произведение показателя преломления отражающего слоя на его толщину будет составлять половину длины волны.

КСЭ на основе GaInP/GaInAs/Ge содержит объемные слои GaInP, GaInAs и Ge, между которыми находятся тонкие слои туннельных диодов, широкозонных окон и тыльных потенциальных барьеров, выполняемых из AlGaInP, GaInP, AlInP и AlGaAs, которые могут выполнять роль как просветляющих слоев, так и слоев увеличивающих отражение от границ субэлементов.

Дисперсионные зависимости показателей преломления основных материалов КСЭ (рис. 3.1) позволяют сделать вывод о том, что граница $\text{Ga}_{0.99}\text{In}_{0.01}\text{As}$ с Ge будет характеризоваться большим отражением в области фотоактивности нижнего субэлемента (900-1900 нм), причем введение любого слоя между этими слоями будет приводить к увеличению амплитуды отраженной волны. Отражение от гетерограницы $\text{Ga}_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}/\text{Ga}_{0.99}\text{In}_{0.01}\text{As}$ в области фотоактивности среднего субэлемента (600-900) нм может быть заметно снижено при использовании слоя $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$, однако при этом необходимо учитывать, что в этом слое будет иметь место поглощение полезного для среднего субэлемента излучения. Для просветления границы структуры фотопреобразователя с воздухом необходимо использование материалов с показателем преломления, находящимся в диапазоне 1-4 (в зависимости от длины волны).

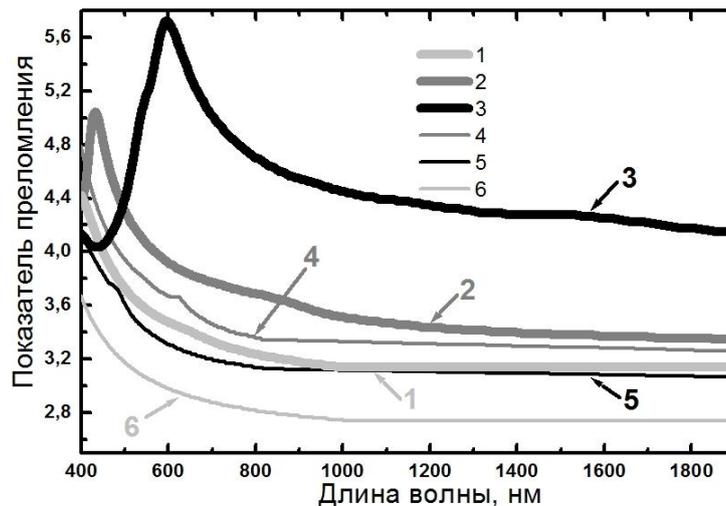


Рис. 3.1 – Дисперсионные зависимости показателей преломления слоев, составляющих заявляемый каскадный фотопреобразователь: 1 - $\text{Ga}_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$, 2 - $\text{Ga}_{0.99}\text{In}_{0.01}\text{As}$, 3 - Ge , 4 - $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$, 5 - $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$, 6 - $\text{Al}_{0.53}\text{In}_{0.47}\text{P}$.

Необходимость использования слоев, уменьшающих отражение от поверхности элементов каскадного фотопреобразователя, обуславливает важность поиска их оптимальных параметров для минимизации потерь, связанных с отражением полезного излучения. Для определения параметров оптимальных конструкций каскадных фотопреобразователей были проведены расчеты картины электромагнитного поля внутри их структуры с помощью решения системы

уравнений Максвелла для слоистых структур в формализации его методом матриц Абелеса (см. п. 2.2). Это позволило рассчитать спектральные распределения коэффициентов прохождения света в активные субэлементы КСЭ и рассчитать спектры фотоответа субэлементов при помощи классической теории фотовольтаического эффекта.

При этом в расчет закладывались следующие параметры слоев:

- для GaInP перехода $L_p=0.3$ мкм, $L_n=2$ мкм (диффузионные длины неосновных носителей в эмиттере и базе);
- для GaInAs перехода $L_p=1$ мкм, $L_n=10$ мкм (диффузионные длины неосновных носителей в эмиттере и базе);
- для Ge перехода $L_p=2$ мкм, $L_n=100$ мкм (диффузионные длины неосновных носителей в эмиттере и базе);
- скорость поверхностной рекомбинации на всех гетерограницах составляла менее 10^4 см/сек.

Даже в случае не оптимального просветления нижнего элемента каскада GaInP/GaAs/Ge, его ток короткого замыкания будет превосходить токи короткого замыкания остальных элементов, и он не будет ограничивать общий ток, генерируемый каскадным фотопреобразователем. Однако, увеличение тока Ge субэлемента будет приводить к росту его напряжения холостого хода и КПД фотопреобразователя в целом.

Ввиду невозможности просветления границы Ge с объемным слоем $\text{Ga}_{0.99}\text{In}_{0.01}\text{As}$ буферного слоя, используемого для предотвращения автолегирования слоев среднего субэлемента атомами германия, в области фотоактивности Ge (900 - 1900 нм), необходимо обеспечить наименьшую разницу показателей преломления Ge с нуклеационным слоем. Это достигается в случае использования нуклеационного слоя $\text{Ga}_{0.99}\text{In}_{0.01}\text{As}$ (рис. 3.1), что приводит к максимальному прохождению света в нижний субэлемент при использовании этого материала (рис. 3.2). Однако, при этом диффузионный переход в германии

будет создаваться за счет диффузии атомов мышьяка, и глубина его залегания будет составлять порядка 1 мкм (см. п. 2.3), что будет приводить к значительному падению коротковолновой чувствительности Ge субэлемента (см. фиг. 3.3). Это связано с низким собиранием носителей из его диффузионного эмиттера (см. п. 2.3) приводящим к тому, что практически весь ток собирается из базы.

Как отмечалось в п. 2.3 в КСЭ используют нуклеационный слой GaInP, позволяющий уменьшить толщину эмиттера Ge субэлемента. В этом случае диффузия атомов фосфора будет приводить к возникновению *p-n* перехода на глубине порядка 0.5 мкм. Однако, при этом будут возрастать потери, связанные с отражением света от германиевого субэлемента, так как слой GaInP будет выполнять роль селективного отражателя.

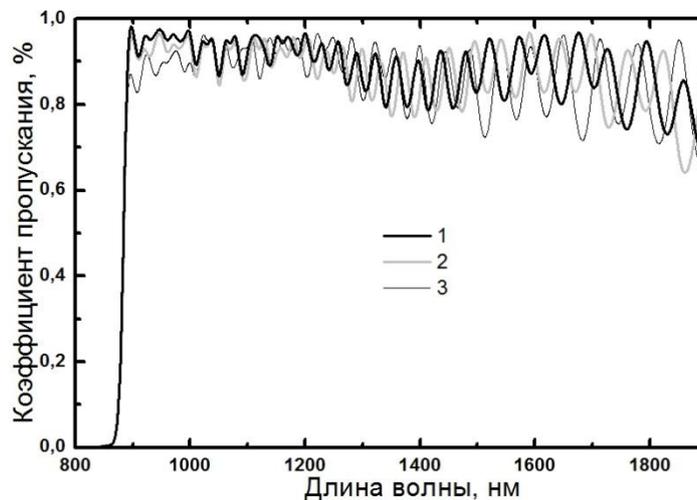


Рис. 3.2 – Расчетные спектральные зависимости коэффициента вхождения света в Ge субэлемент в случае использования нуклеационного слоя: 1 - $Ga_{0,99}In_{0,01}As$, 2 - $Ga_{0,51}In_{0,49}P$ толщиной 35 нм, 3 - $Ga_{0,51}In_{0,49}P$ толщиной 175 нм. При расчетах параметры остальных слоев каскадного фотопреобразователя (туннельные диоды, верхний и средний субэлементы, просветляющее покрытие) были одинаковыми.

При этом, однако, существует возможность увеличения прохождения света в Ge, посредством оптимизации толщины нуклеационного слоя, которая составляет 170-180 нм (рис. 3.2). Уменьшение или увеличение толщины GaInP будет приводить к снижению тока короткого замыкания Ge субэлемента (рис. 3.3).

Таким образом, по результатам моделирования установлено, что использование нуклеационного слоя GaInP толщиной 35-100 нм позволяет повысить ток, генерируемый Ge субэлементом на величину порядка 4.5 мА/см^2 , по сравнению с нуклеационным слоем GaInAs, а использование оптимальной толщины GaInP слоя (170-180 нм) приводит к дополнительному возрастанию фототока Ge субэлемента на величину порядка 1.5 мА/см^2 .

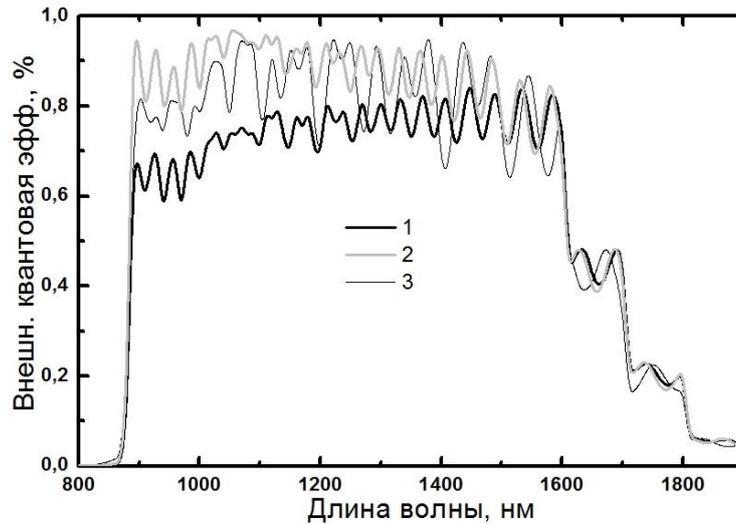


Рис. 3.3 Расчетные спектральные зависимости внешнего квантового выхода Ge субэлемента в случае использования нуклеационного слоя: 1 - GaInAs, 2 - GaInP толщиной 175 нм, 3 - GaInP толщиной 35 нм. При расчетах параметры остальных слоев каскадного фотопреобразователя (туннельные диоды, верхний и средний субэлементы, просветляющее покрытие) были одинаковыми.

Были рассчитаны оптимальные толщины и материалы нижнего туннельного диода, располагающегося между GaInAs и Ge субэлементами, которые обеспечивают максимальное прохождение фотонов, преобразуемых Ge субэлементом:

$n\text{-Al}_{0.53}\text{In}_{0.47}\text{P}(30 \text{ нм})/n^{++}\text{-GaAs}(30 \text{ нм})/p^{++}\text{-Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}(30 \text{ нм})/p\text{-Al}_{0.53}\text{In}_{0.47}\text{P}(30 \text{ нм});$

$n\text{-Al}_{0.53}\text{In}_{0.47}\text{P}(50 \text{ нм})/n^{++}\text{-GaAs}(20 \text{ нм})/p^{++}\text{-Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}(20 \text{ нм})/p\text{-Al}_{0.53}\text{In}_{0.47}\text{P}(50 \text{ нм});$

$n\text{-(Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7})_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}(30\text{нм})/n^{++}\text{-GaAs}(30 \text{ нм})/p^{++}\text{-Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}(30 \text{ нм})/$

$p\text{-(Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7})_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}(30\text{нм}).$

Использование широкозонных барьеров AlGaInP необходимо для подавления диффузии атомов примеси из сильно легированных слоев туннельных диодов во время выращивания среднего и верхнего субэлементов, причем чем

выше состав алюминия в твердом растворе AlGaInP, тем резче будут профили диффузии.

Однако, существуют технологические трудности достижения уровня легирования более 10^{17} при выращивании слоев p -AlInP, легированных атомами цинка, что приводит к возникновению барьеров для основных носителей (см. п. 2.5.2). Поэтому в КСЭ лучше использовать AlGaInP с возможно малой концентрацией алюминия в качестве широкозонных барьеров.

В качестве n^{++} -слоя нижнего туннельного диода в КСЭ лучше использовать узкозонный слой n^{++} -GaAs. Это связано с тем, что уменьшение ширины запрещенной зоны материалов туннельного диода приводит к возрастанию пикового тока туннелирования, что особенно важно при преобразовании концентрированного солнечного излучения. Кроме того, в этом слое уже не может поглощаться полезное излучение, т.к. все фотоны с длиной волны более 900 нм уже преобразованы в среднем субэлементе. В качестве p^{++} -слоя использован p^{++} -Al_{0.4}Ga_{0.6}As, который позволяет достигать максимальной концентрации примеси при выращивании слоев методом МОС-гидридной эпитаксии, авто-легированных углеродом, что приводит к повышению пикового тока туннелирования и позволяет уменьшить последовательное сопротивление туннельных диодов.

3.1.2 Поглощение света в верхнем туннельном диоде, увеличение прохождения света в средний субэлемент на основе GaInAs.

Как уже отмечалось во введении, основным фактором, ограничивающим эффективность преобразования каскадных фотопреобразователей на основе GaInP/GaInAs/Ge является низкий ток короткого замыкания среднего элемента. Поэтому его повышение или понижение будет иметь самый значительный эффект на КПД каскадного фотопреобразователя. Причем равенство токов короткого

замыкания верхнего и нижнего субэлементов можно будет обеспечить, даже в случае, когда все падающие на средний элемент фотоны будут давать вклад в фототок.

Уменьшение количества фотонов, приходящих в средний элемент каскада GaInP/GaInAs/Ge связано в первую очередь с поглощением света в слоях верхнего туннельного диода и его отражением от гетерограницы, причем слои тыльного потенциального барьера верхнего элемента, туннельного диода и широкозонного «окна» среднего элемента, как правило, не просветляют эту границу.

Увеличение количества падающих на GaInAs субэлемент фотонов возможно при оптимизации толщины и материала широкозонного «окна» этого субэлемента (рис. 3.4). Повышенное пропускание в области от 675 до 900 нм достигается за счет использования оптимизированных толщин широкозонного окна ($\text{Ga}_{0,51}\text{In}_{0,49}\text{P}$ - 100 нм, $\text{Al}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$ - 110 нм, $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}$ - 115 нм), что позволяет повысить ток короткого замыкания на величину порядка 0.5 mA/cm^2 .

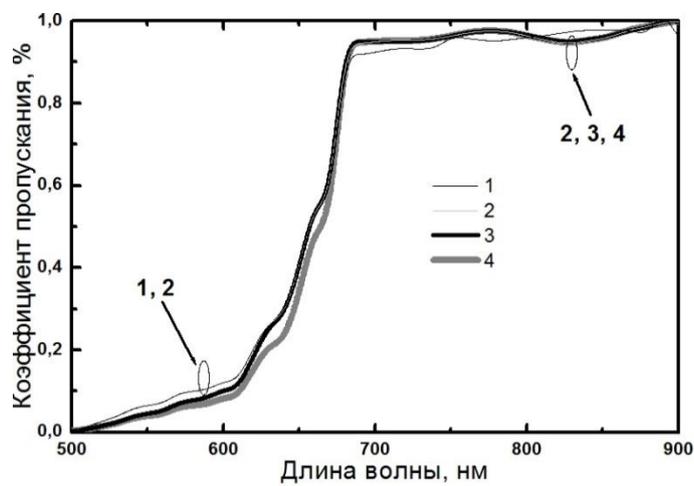


Рис. 3.4 – Расчетные спектральные зависимости коэффициента вхождения света в GaInAs субэлемент при использовании различных материалов для широкозонного «окна» этого элемента: 1 - $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}$ толщиной 30 нм, 2 - $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}$ толщиной 115 нм, 3 - $\text{Al}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$ толщиной 110 нм, 4 - $\text{Ga}_{0,51}\text{In}_{0,49}\text{P}$ толщиной 100 нм. При расчетах параметры остальных слоев каскадного фотопреобразователя были одинаковыми.

Однако использование узкозонных материалов (GaInP или $\text{Al}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$) будет приводить к небольшому снижению количества падающих на GaInAs

субэлемент фотонов в области 500 - 675 нм (рис. 3.4), что связано с их поглощением в слое широкозонного «окна».

Поглощение полезного для GaInAs субэлемента излучения в слоях верхнего туннельного диода так же снижает ток короткого замыкания среднего перехода, поэтому в КСЭ необходимо уменьшение толщин слоев верхнего туннельного диода, по сравнению с нижним, до 15 нм. Кроме того, замена n^{++} -GaAs слоя на n^{++} -Ga_{0.51}In_{0.49}P в верхнем туннельном диоде повышает пропускание света верхним туннельным диодом (рис. 3.5). При этом ток короткого замыкания GaInAs субэлемента повышается на величину порядка 0.5 мА/см² за счет уменьшения толщины слоев туннельного диода и дополнительно на величину порядка 1 мА/см² за счет использования слоя n^{++} -Ga_{0.51}In_{0.49}P. Заметное уменьшение количества падающих на GaInAs субэлемент фотонов происходит при использовании материала Al_{0.53}In_{0.47}P между GaInP и GaInAs субэлементами (рис. 3.6).

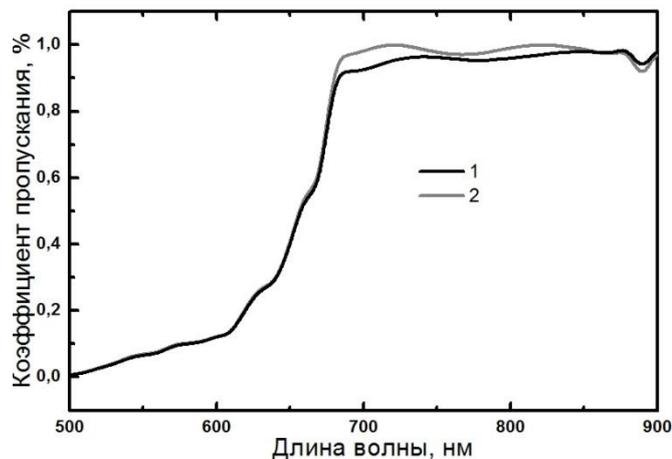


Рис. 3.5 – Расчетные спектральные зависимости коэффициента вхождения света в GaInAs субэлемент при использовании различных конфигураций верхнего туннельного диода: 1 - p^{++} -Al_{0.4}Ga_{0.6}As (20 нм)/ n^{++} -GaAs(20 нм), 2 - p^{++} -Al_{0.4}Ga_{0.6}As (15 нм)/ n^{++} -Ga_{0.51}In_{0.49}P(20 нм). При расчетах параметры остальных слоев каскадного фотопреобразователя были одинаковыми.

Это связано с тем, что показатель преломления AlInP ниже показателей преломления GaInP и GaInAs (рис. 3.1). Поэтому в КСЭ в качестве тыльного

потенциального барьера верхнего перехода целесообразно использовать слой p^+ -GaInP, а в качестве широкозонного окна могут быть использованы оптимизированные по толщине GaInP, $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ или $Al_{0.8}Ga_{0.2}As$. Это позволяет повысить ток короткого замыкания GaInAs перехода еще на величину порядка 0.8 mA/cm^2 по сравнению со случаем использования AlInP.

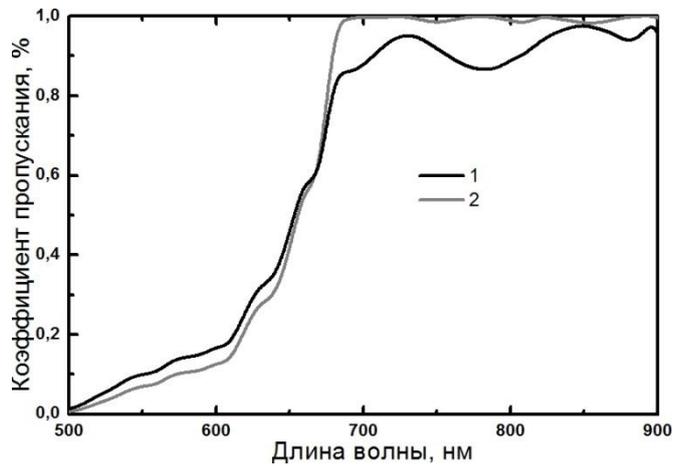


Рис. 3.6 – Расчетные спектральные зависимости коэффициента вхождения света в GaInAs субэлемент при использовании различных материалов тыльного потенциального барьера верхнего перехода и широкозонного «окна» среднего перехода: 1 - $p\text{-}Al_{0.53}In_{0.47}P$ (50 нм)/ $n\text{-}Al_{0.53}In_{0.47}P$, 2 $p^+\text{-}Ga_{0.51}In_{0.49}P$ (50 нм)/ $n\text{-}Al_{0.8}Ga_{0.2}As$ (115 нм). При расчетах параметры остальных слоев каскадного фотопреобразователя были одинаковыми.

3.1.3 Отражение света от слоев верхнего субэлемента на основе GaInP, просветление поверхности каскадных СЭ

Для минимизации отражения от поверхности фотопреобразователя необходимо использование просветляющего покрытия. Граница фотопреобразователя с воздухом (показатель преломления равен 1) будет характеризоваться высоким отражением (рис. 3.7), обусловленным большой разницей показателей преломления воздуха и полупроводниковых материалов.

Ввиду отсутствия материалов, которые могли бы эффективно просветлить поверхность фотопреобразователя в широком диапазоне длин волн, необходимо

подбирать толщины слоев просветляющего покрытия таким образом, чтобы максимально повысить токи короткого замыкания в первую очередь среднего GaInAs и верхнего GaInP субэлементов. Это может достигаться за счет использования просветляющего покрытия ZnS (60 нм)/MgF₂ (100 нм) (рис. 3.7).

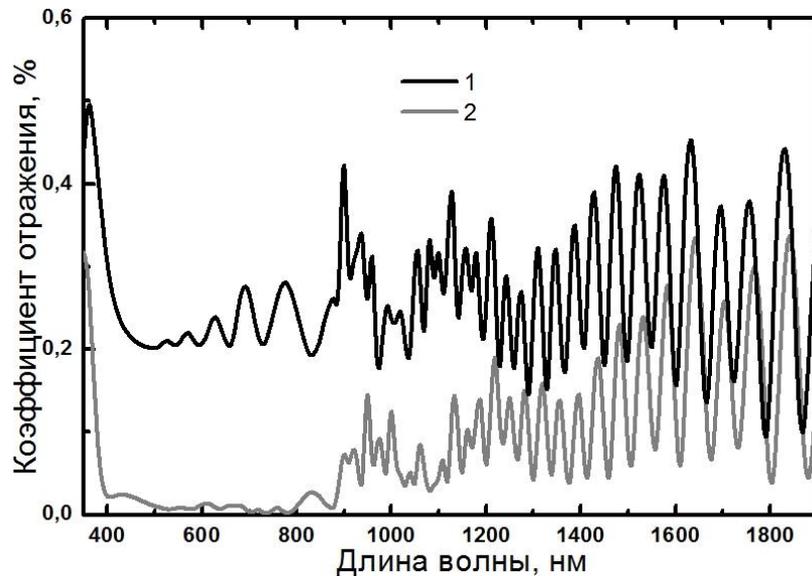


Рис. 3.7. Расчетные спектральные зависимости коэффициента отражения от поверхности КСЭ в случае отсутствия слоев просветляющего покрытия (кривая 1) и использования оптимизированного просветляющего покрытия ZnS (60 нм)/MgF₂(100 нм) При расчетах параметры остальных слоев каскадного фотопреобразователя были одинаковыми.

При этом общий ток, генерируемый каскадным фотопреобразователем повышается на величину порядка 0,5 мА/см², по сравнению со случаем, когда толщины слоев просветляющего покрытия отличаются на 10-15% от оптимальных, и порядка 5 мА/см², по сравнению со случаем, когда просветляющее покрытие отсутствует.

3.2 Снижение электрических потерь в структурах каскадных фотопреобразователей

Описанные в 3.1 исследования позволили выбрать оптимизированную структуру GaInP/GaInAs/Ge КСЭ. Толщина *n*-GaInP широкозонного окна Ge субэлемента составляла 175 нм, что обеспечивало большой фототок этого

субэлемента. Были оптимизированы толщины слоев и широкозонных барьеров нижнего туннельного диода. В качестве последних использовались слои $(\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7})_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ толщиной 30 нм. В качестве широкозонного окна GaInAs субэлемента использовались слои $n\text{-AlGaAs}$ и $n\text{-GaInP}$ с оптимальной толщиной. Толщина слоев верхнего туннельного диода была уменьшена до 15 нм, при этом использовался слой $n^{++}\text{-GaInP}$.

Данные структуры были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии, и были исследованы фотовольтаические характеристики ФЭП, созданных на их основе.

3.2.1 Фотоэффект в верхнем туннельном диоде, модель с фотовольтаическим и встречным диодами

КСЭ на основе GaInP/GaAs/Ge характеризовались наличием максимума напряжения холостого хода при некоторой концентрации падающего излучения и последующим его падением. Этот факт может быть обусловлен наличием встречного фото-ЭДС возникающего в структуре КСЭ (рис. 3.8).

Наличие в структуре каскадного СЭ туннельных диодов, представляющих собой встречно включенные $p\text{-}n$ переходы, позволило сделать предположение, что встречное фото-ЭДС возникает при разделении носителей этими $p\text{-}n$ переходами. Для описания данных процессов была предложена эквивалентная схема трехпереходного СЭ, включающая в себя: три источника тока с параллельно включенными диодами, характеризующими различные механизмы протекания тока через фотоактивные субэлементы, и два встречно включенных туннельных диода (рис. 3.9). При этом важно отметить, что величины последовательного сопротивления структуры и тока генерации прибора при степени концентрации равной одному солнцу могут быть определены экспериментально.

Для того чтобы характеризовать генерацию носителей в туннельных диодах, эквивалентную схему необходимо дополнить двумя встречно включенными источниками тока, помечены красным пунктиром на рис 3.9.

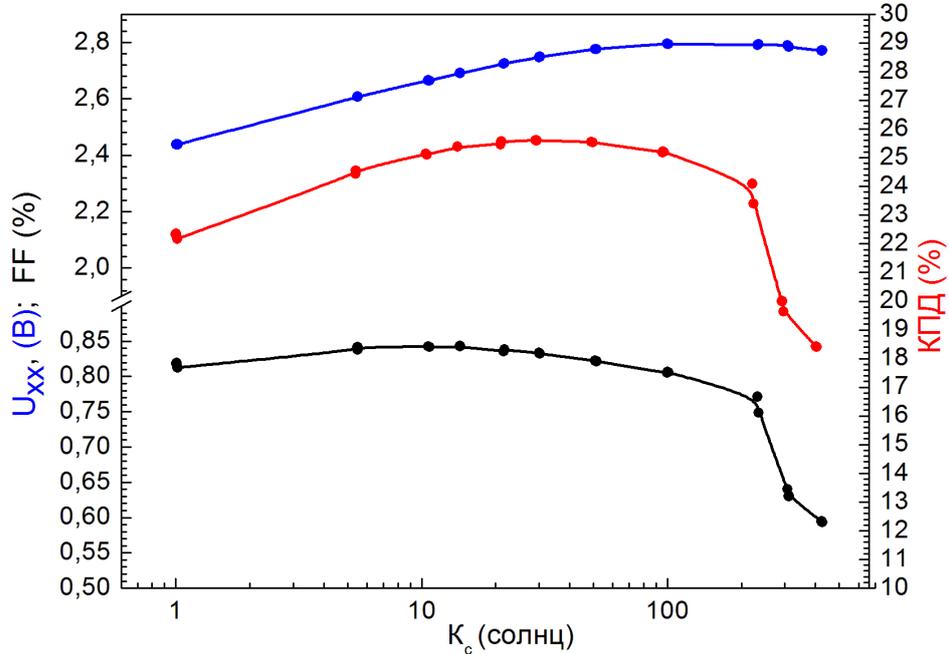


Рис. 3.8 – Зависимость U_{xx} , FF и КПД исследуемого образца от степени концентрации подающего солнечного излучения.

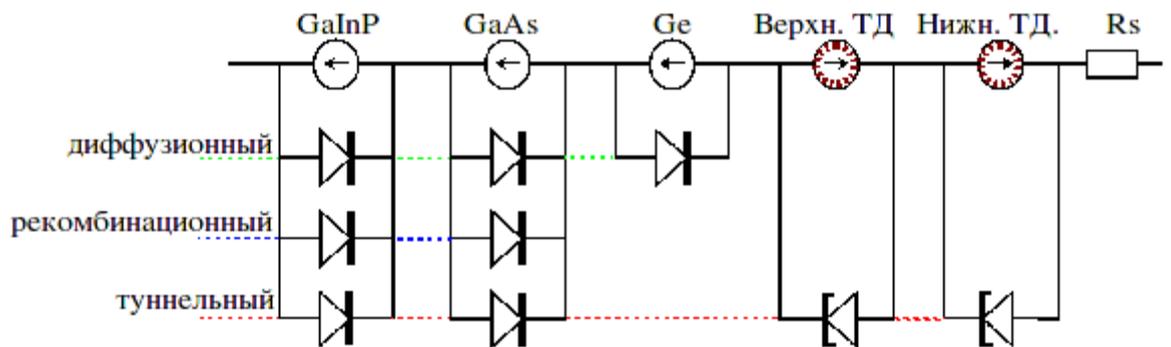


Рис. 3.9 – Эквивалентная схема трех-переходного СЭ.

Дальнейшее упрощение эквивалентной схемы возможно при рассмотрении темновых характеристик, как однопереходных субэлементов, так и каскадной структуры в целом. В случае, представленного на эквивалентной схеме (рис. 3.9) соединения $p-n$ переходов, их суммарная вольтамперная характеристика будет состоять из участков вида:

$$I_{sum} = \sum I_{oi} \left(\exp \frac{qV}{A_i k t} - 1 \right), \quad (3.1)$$

где:

$$I_{0i} = \sqrt{A_{PN1} + A_{PN2}} \sqrt{I_{OPN1}^{A_{PN1}} \cdot I_{OPN2}^{A_{PN2}}}, \quad (3.2)$$

$$A_i = A_{PN1} + A_{PN2}. \quad (3.3)$$

Количество участков будет зависеть от взаимного расположения точек переходов от одного механизма протекания тока к другому на складываемых вольт-амперных характеристиках (рис 3.10).

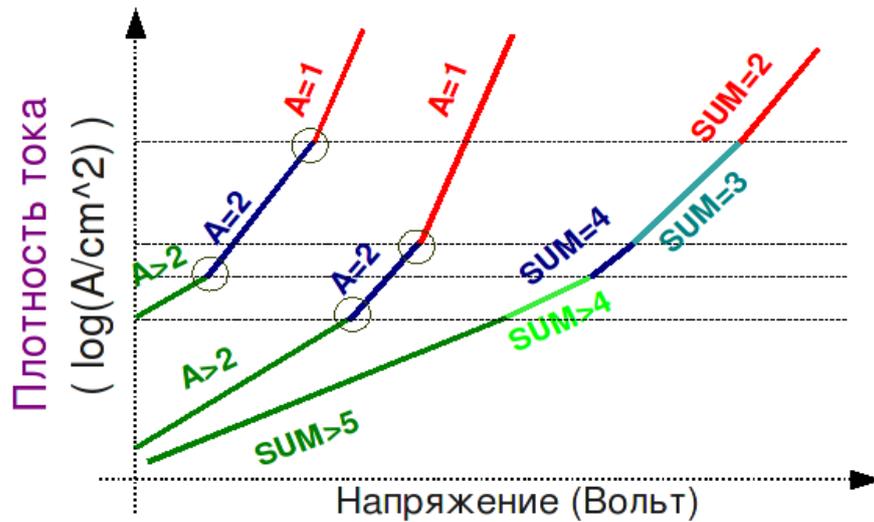


Рис. 3.10 – Сложение темновых вольт-амперных характеристик.

При работе КСЭ в режиме преобразования концентрированного излучения, во всех субэлементах происходит насыщение всех, кроме диффузионного, механизмов протекания тока. Таким образом, эквивалентную схему можно привести к виду, в котором активные переходы каскадной структуры характеризуются одним диодом с пред экспоненциальным множителем $I_{0\phi}$, который, если известны параметры предыдущей схемы, может быть рассчитан по формуле:

$$I_{0\phi} = \sqrt[4]{I_{0\phi1}^2 I_{0\phi2} I_{0\phi3}}, \quad (3.4)$$

и одним источником тока, характеризующегося выражением:

$$qG_{\phi} = \begin{cases} \min(qG_{\phi1}, qG_{\phi2}, qG_{\phi3}) \\ qG_{\phi1} \approx qG_{\phi2} \approx qG_{\phi3} \approx qG_{\phi} \end{cases}. \quad (3.5)$$

При этом туннельные диоды можно также заменить одним туннельным диодом с предэкспоненциальным множителем I_{0t} и одним источником тока qG_t (рис. 3.11):

$$I_{0t} = \sqrt{I_{0t1} I_{0t2}}, \quad (3.6)$$

$$qG_t = \begin{cases} \min(qG_{t1}, qG_{t2}) \\ qG_{t1} \approx qG_{t2} \approx qG_t \end{cases} \quad (3.7)$$

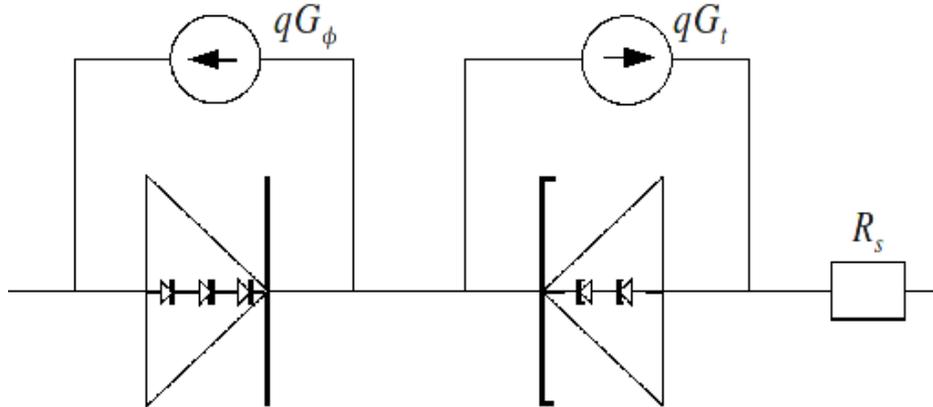


Рис. 3.11 – Эквивалентная схема трех-переходного СЭ, состоящая из фотовольтаического, резистивного и туннельного модулей.

При использовании такой модели напряжение холостого хода может быть вычислено по формуле:

$$U_{xx} = \xi_\phi - \xi_t = A_\phi \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{qG_\phi}{I_{0\phi}} + 1\right) - A_t \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{qG_t}{I_{0t}} + 1\right), \quad (3.8),$$

где первый член характеризует фотовольтаические переходы структуры, а второй член – туннельные диоды.

В виду того, что ток генерации возрастает пропорционально с увлечением степени концентрации падающего излучения, и введя следующие замены:

$$qG_\phi = CI_{g\phi, C=1} \approx CI_{sc\phi, C=1} \quad (3.9)$$

$$qG_t = CI_{gt, C=1} \approx CI_{sc\ t, C=1} \quad (3.10)$$

$$E_{\phi 0} = A_\phi \frac{kT}{q}; g_\phi = \frac{qG_{\phi, C=1}}{I_{0\phi}} \quad (3.11)$$

$$E_{t0} = A_t \frac{kT}{q}; g_t = \frac{qG_{t, C=1}}{I_{0t}} \quad (3.12)$$

формулу 3.8 можно перевести к следующему упрощенному виду:

$$U_{xx} = E_{\phi 0} \ln(g_\phi C + 1) - E_{t0} \ln(g_t C + 1), \quad (3.13)$$

где C - степень концентрации падающего излучения.

В итоге, используя выражение 3.13, можно провести численный расчет с целью определения величин: E_{f0} , E_{t0} , g_f и g_t , которые наряду с экспериментальными данными (ток генерации СЭ при степени концентрирования, равной одному солнцу, и последовательное сопротивление фотопреобразователя), позволят численно найти все параметры представленной на рис. 3.11 эквивалентной схемы и количественно характеризовать величину встречного фото-ЭДС.

Проведение численного расчета зависимости напряжения холостого хода от концентрации солнечного излучения позволило определить параметры E и g (таблица 3.1), при которых наблюдалось хорошее совпадение расчетных зависимостей с экспериментальными данными (рис 3.12). Проведение такого расчета также позволило определить параметры неидеальности для обоих модулей (фотовольтаического и туннельного). Так же, ввиду известного значения тока генерации, для фотовольтаического модуля был определен его предэкспоненциальный множитель.

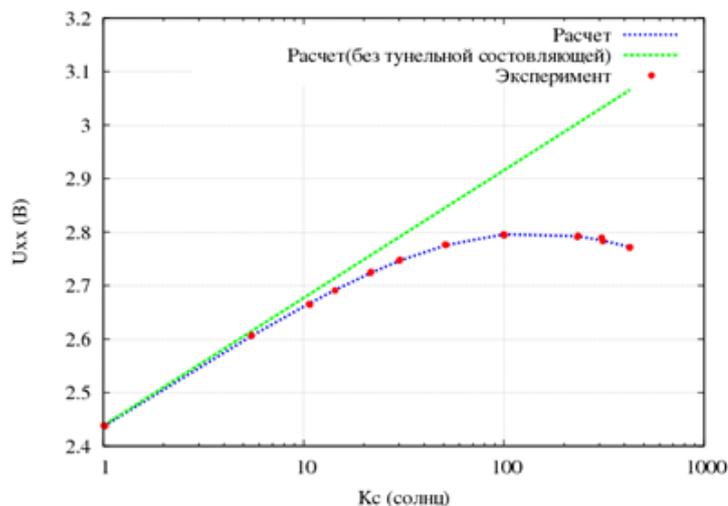


Рис. 3.12. – Численный расчет зависимости напряжения холостого хода от степени концентрирования солнечного излучения.

Полученные значения параметров неидеальности A , позволяют сделать вывод о том, что природа встречного фото-ЭДС, описываемая в предложенной модели

туннельным модулем, действительно может быть связана с наличием в структуре исследуемого МП СЭ встречно включенного перехода с туннельным механизмом протекания тока ($A > 6$). Значения параметров фотовольтаического модуля говорят о том, что суммарно фотовольтаические $p-n$ переходы работают в режиме близком к насыщению рекомбинационной составляющей протекания тока, что сильно расходится с классическими представлениями, относительно которых насыщение данного механизма должно происходить при значительно меньших (до 30) степенях концентрирования солнечного излучения.

Таблица 3.1 – Результаты моделирования режима холостого хода.

Параметр	Фотовольтаический модуль	Туннельный модуль
<u>Параметры моделирования</u>		
E	0.1	0.18
g	1.65	0.009
<u>Фотоэлектрические параметры</u>		
A	4.14	7.43
$I_0(\text{A}/\text{cm}^2)$	0.0092	не определен

Также важно отметить, что отсутствие экспериментальных данных, касающихся значения тока генерации туннельного модуля, не позволяет полностью характеризовать его параметры. Для решения данной задачи необходимо при помощи разработанной модели произвести численный расчет нагрузочных ВАХ, полученных при различной степени концентрирования солнечного излучения.

Моделирование нагрузочных ВАХ исследуемого образца производилось при помощи следующей формулы:

$$U = A_{\phi} \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{I_{g\phi, C=1} C + I_{0\phi} - I}{I_{0\phi}} \right) - A_t \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{I_{gt, C=1} C + I_{0t} - I}{I_{0t}} \right) - IR. \quad (3.14)$$

Данная формула соответствует предложенной модели и характеризует ВАХ прибора при различных степенях концентрации солнечного излучения C . При этом все параметры, входящие в представленное выражение (3.14), кроме предэкспоненциального множителя и тока генерации туннельного модуля, были

найденны выше, при помощи моделирования работы прибора в режиме холостого хода. Также важно отметить, что в результате предыдущего моделирования для туннельного модуля был определен параметр g , являющийся коэффициентом пропорциональности неизвестных величин.

Результаты моделирования нагрузочных ВАХ показаны на рис. 3.13 и 3.14, а полученные данные сгруппированы в таблице 3.2. Таким образом, численный расчет нагрузочных ВАХ позволил найти недостающие параметры туннельного модуля, при которых наблюдалось хорошее совпадение концентрационных зависимостей фактора заполнения ВАХ и КПД с экспериментальными данными.

Таблица 3.2 – Результаты моделирования нагрузочных ВАХ.

<u>Фотоэлектрические параметры туннельного модуля</u>	
A	7.43
$I_0(\text{A}/\text{cm}^2)$	0.75
$I_g(\text{A}/\text{cm}^2)$	0.003

При этом важно отметить, что найденное значение тока генерации туннельного модуля оказалось всего в 4-5 раз меньше тока генерации фотовольтаического модуля, что показывает наличие в структуре исследуемого трех-переходного СЭ встречно-включенного фото-ЭДС, которое также является фактором, значительно ограничивающим КПД таких приборов.

Ввиду того, что для согласования токов верхнего (GaInP) и среднего (GaInAs) субэлементов необходимо обеспечить условия прохождения части фотонов с энергией большей ширины запрещенной зоны GaInP в средний субэлемент, было сделано предположение о том, что наблюдаемое встречное фото-ЭДС возникает в верхнем туннельном диоде. Это связано с заметным поглощением фотонов в слое ТПБ p -GaInP.

Расчет фототока, возникающего за счет поглощения фотонов в этом слое, дает значение порядка $2.5 \text{ mA}/\text{cm}^2$, что хорошо согласуется данными, полученными из моделирования ВАХ (см. таблица 3.2). Таким образом, носители,

генерируемые в слое ТПБ, разделяются в верхнем туннельном диоде и не дают вклад в фототок верхнего субэлемента.

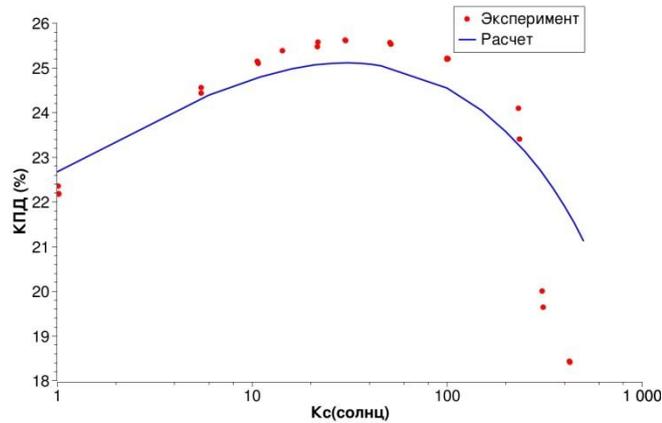


Рис. 3.13. – Численный расчет зависимости КПД от степени концентрации солнечного излучения.

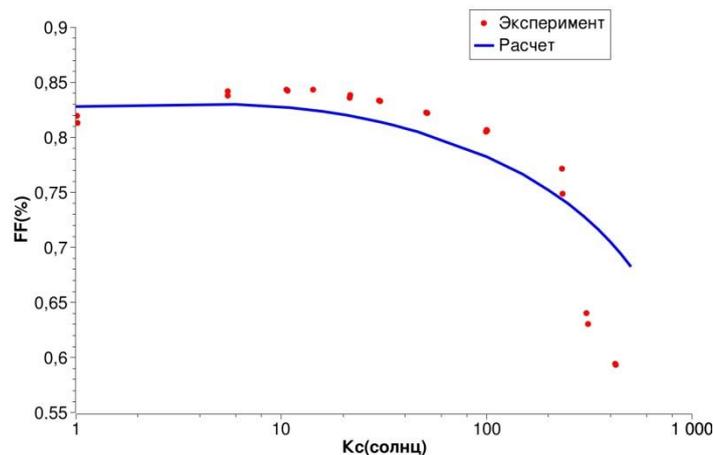


Рис. 3.14 – Численный расчет зависимости фактора заполнения от степени концентрации солнечного излучения.

Для нивелирования встречного фото-ЭДС был использован слой p - $(\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8})_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ в качестве ТПБ верхнего субэлемента, который эффективно препятствовал выходу носителей, генерированных в базе GaInP субэлемента, в туннельный диод. Данный твердый раствор имеет ширину запрещенной зоны 2.06 эВ и пропускает фотоны с длиной волны менее 600 нм, не ограничивая фототок среднего субэлемента. Кроме того, $(\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8})_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ ТПБ практически не поглощает фотоны, и его фототок составляет не более 0.07 мА/см^2 , Таким

образом, использование $(\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8})_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ ТПБ позволило создать GaInP/GaInAs/Ge КСЭ, напряжение холостого хода которых возрастало вплоть до концентраций 3000-4000 солнц.

3.2.2. Последовательное сопротивление нижнего туннельного диода с широкозонным барьером p-AlGaInP

Несмотря на использование p^+ -GaInP ТПБ в верхнем субэлементе, ВАХ КСЭ характеризовался наличием «хвостов», уменьшающих FF и КПД исследуемых КСЭ (рис. 3.15). На основе данных, полученных в п. 2.5.2 было сделано предположение, что этот эффект был связан с наличием р/р изотипных гетеропереходов между фосфидными и арсенидными слоями и может приводить к возрастанию последовательного сопротивления структуры. Такой гетеропереход возникал за счет использования p - $(\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7})_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ широкозонного слоя в нижнем туннельном диоде.

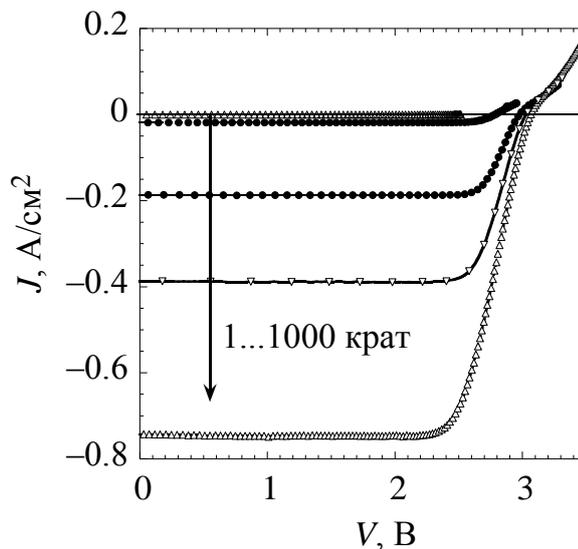


Рис. 3.15 – Экспериментальные ВАХ при разной интенсивности концентрированного солнечного освещения трехпереходных GaInP/GaAs/Ge КСЭ.

Его использование необходимо ввиду того, что туннельный диод представляет собой p - n переход между вырожденными (высоколегированными) полупроводниковыми слоями. При этом уменьшение ширины запрещенной зоны и увеличение легирования слоев туннельного диода приводит к возрастанию пикового тока туннелирования и уменьшению его последовательного сопротивления. Поэтому для туннельных диодов необходимо использовать материалы с минимально возможной шириной запрещенной зоны, а так же обеспечить максимально возможный уровень легирования их слоев. Однако, при выращивании структуры КСЭ, атомы примеси могут диффундировать из слоев туннельных диодов, что будет приводить к падению их пикового тока.

Для обеспечения работоспособности туннельных диодов при высоких плотностях тока необходимо минимизировать диффузию примеси из их высоколегированных слоев, что достигается посредством выращивания широкозонных слоев, примыкающих непосредственно к слоям туннельного диода. При этом для используемой структуры n^{++} -GaAs/ p^{++} -AlGaAs туннельного диода, со слоями, легированными кремнием и углеродом соответственно, наибольшей эффективностью для подавления диффузии атомов примеси является использование широкозонных барьеров AlGaInP.

Для подтверждения паразитного барьера на границе раздела изотипных гетеропереходов AlGaInP/Al_{0.4}Ga_{0.6}As для среднего перехода на основе GaInAs на границе тыльный потенциальный барьер/ p -слой туннельного диода были проведены серии численных моделирований структур КСЭ с различным дизайном нижнего туннельного диода. Использование p -AlGaInP широкозонного барьера для нижнего туннельного диода GaInP/GaInAs/Ge КСЭ, как в случае тыльного потенциального барьера p -GaInP (рис. 3.16), так и в случае тыльного потенциального барьера p -AlGaAs (рис. 3.17), приводит к возникновению потенциального барьера для протекания дырок, что выражается в значительном вкладе неомичного сопротивления в вольтамперную характеристику концентраторного каскадного фотопреобразователя (см. рис 3.19, кривые 1 и 2

соответственно). Это неомичное сопротивление проявляется в наличии «хвостов», приводящих к падению фактора заполнения и КПД при высоких концентрациях падающего излучения.

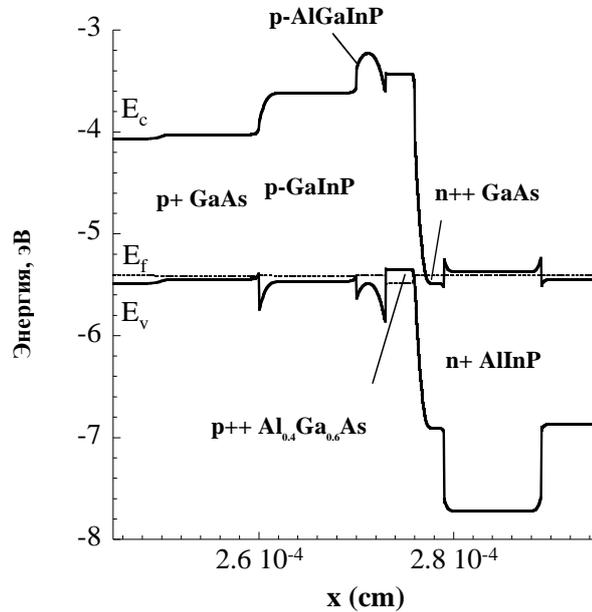


Рис. 3.16 – Расчетные зонные диаграммы туннельного диода, включающего слои $p^+-GaAs/p^+-GaInP/p^+-AlGaInP/p^{++}-Al_{0.4}Ga_{0.6}As/n^{++}-GaAs/n^+-AlInP$ (E_c – энергия дна зоны проводимости, эВ; E_v – энергия потолка валентной зоны, эВ; E_f – положение уровня Ферми, эВ).

Нивелирование этого сопротивления в КСЭ осуществляется за счет исключения слоев $p-AlGaInP$ из структуры нижнего туннельного диода $GaInP/GaInAs/Ge$ каскадного фотопреобразователя. При этом отсутствуют барьеры для протекания носителей (рис. 3.18), а вольтамперная характеристика имеет правильный вид (см. рис. 3.19, кривая 3). Важно отметить, что малые коэффициенты диффузии атомов углерода в A^3B^5 полупроводниковых слоях позволяют сохранить высокий пиковый ток туннелирования, даже при отсутствии p -широкозонного барьера.

Однако использование слоя $p-GaInP$ в качестве ТПБ среднего $GaInAs$ субэлемента, являющегося одновременно широкозонным барьером для нижнего туннельного диода, позволяет дополнительно предотвратить диффузию атомов углерода из p -слоя туннельного диода по сравнению с ТПБ на основе $p-AlGaAs$,

что обеспечивает работоспособность нижнего туннельного диода даже при высоких плотностях падающего излучения (до 4000 солнц).

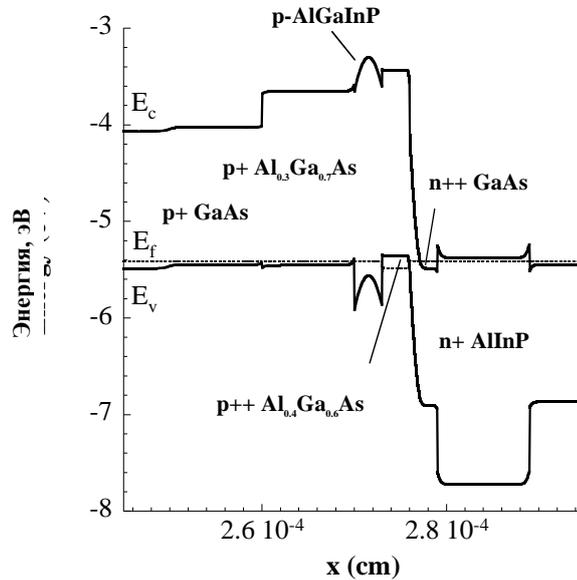


Рис. 3.17 – Расчетные зонные диаграммы туннельного диода, включающего слои $p^+-GaAs/p^+-Al_{0.3}Ga_{0.7}As/p^+-AlGaInP/p^{++}-Al_{0.4}Ga_{0.6}As/n^{++}-GaAs/n^+-AlInP$ (E_c – энергия дна зоны проводимости, эВ; E_v – энергия потолка валентной зоны, эВ; E_f – положение уровня Ферми, эВ).

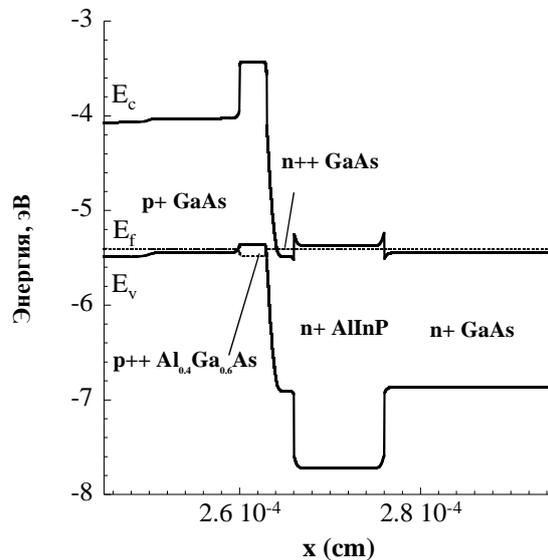


Рис. 3.18 – Расчетные зонные диаграммы туннельного диода, включающего слои $p^+-GaAs/p^{++}-Al_{0.4}Ga_{0.6}As/n^{++}-GaAs/n^+-AlInP$ (E_c – энергия дна зоны проводимости, эВ; E_v – энергия потолка валентной зоны, эВ; E_f – положение уровня Ферми, эВ).

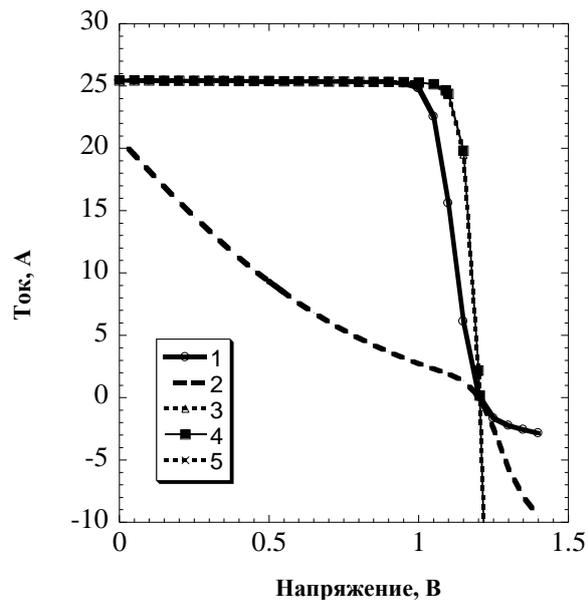


Рис. 3.19 – Расчетные вольтамперные характеристики структур, с различным нижним ТД (кривая 1 – структура 1, кривая 2 – структура 2, кривая 3 – структура 3, при плотности падающего излучения в 1000 солнц).

Таким образом, использование ТПБ p -GaInP для среднего GaInAs позволило получить КСЭ с нормальным видом ВАХ. Экспериментально созданные образцы концентраторных каскадных фотопреобразователей продемонстрировали согласование с теоретическими расчетами.

При этом нивелирование последовательного сопротивления нижнего туннельного диода GaInP/GaInAs/Ge каскадного фотопреобразователя позволило повысить его КПД при концентрациях падающего излучения более 500 солнц на величину порядка 3%, а пиковый ток туннелирования нижнего туннельного диода позволил обеспечить работоспособность каскадных концентраторных фотопреобразователей вплоть до концентраций падающего излучения порядка 4000 солнц (рис. 3.20).

Были проведены расчеты зонных диаграмм и ВАХ структур КСЭ с тыльным потенциальным барьером GaInAs субэлемента на основе p - $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ с различной концентрацией алюминия « x » и показано, что в случае, когда « x » меньше 25%, высота барьера для дырок на гетеропереходе оказывается достаточно мала, чтобы обеспечить эффективный транспорт носителей. Таким

образом, использование р/р гетероперехода с такими слоями не приводит к негативным изменениям ВАХ КСЭ.

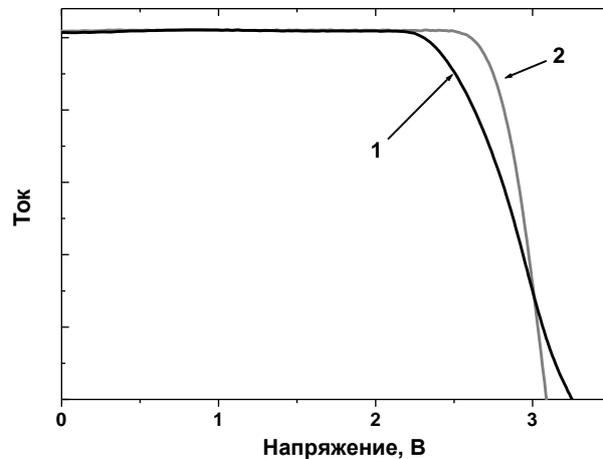


Рис. 3.20 – Экспериментально полученные нагрузочные характеристики концентраторных каскадных фотопреобразователей на основе GaInP/GaInAs/Ge, 1 - с нижним туннельным диодом, состоящим из слоев p^+ -AlGaInP/ p^{++} -Al_{0.4}Ga_{0.6}As/ n^{++} -GaAs/ n^+ -AlInP; 2 - с нижним туннельным диодом, состоящим из слоев p -GaInP/ p^{++} -Al_{0.4}Ga_{0.6}As/ n^{++} -GaAs/ n^+ -AlInP при плотности падающего излучения 1000 солнц AM1.5D).

3.3 Выводы

Показано, что использование нуклеационного слоя GaInP толщиной 35-100 нм позволяет повысить ток, генерируемый Ge субэлементом на величину порядка 4.5 мА/см², по сравнению с нуклеационным слоем GaInAs, а использование оптимальной толщины GaInP слоя (170-180 нм) приводит к дополнительному возрастанию фототока Ge субэлемента на величину порядка 1.5 мА/см². За счет уменьшения отражения света от поверхности Ge субэлемента.

Бали рассчитаны оптимальные толщины и материалы для нижнего туннельного диода, располагающегося между GaInAs и Ge субэлементами, которые обеспечивают максимальное прохождение фотонов, преобразуемых Ge субэлементом.

Показано, что повышенное пропускание в области от 675 до 900 нм, преобразуемое GaInAs субэлементом, достигается уменьшением отражения за

счет использования оптимизированных толщин широкозонного окна ($\text{Ga}_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ - 100 нм, $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ - 110 нм, $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ - 115 нм), что позволяет повысить ток короткого замыкания на величину порядка 0.5 mA/cm^2 .

Показано, что ток короткого замыкания GaInAs субэлемента повышается на величину порядка 0.5 mA/cm^2 за счет уменьшения толщины слоев верхнего туннельного диода, располагаемого между GaInP и GaInAs субэлементами, и дополнительно на величину порядка 1 mA/cm^2 за счет использования в этом туннельном диоде слоя $n^{++}\text{-Ga}_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ вместо слоя $n^{++}\text{-GaAs}$.

Показано, что использование материала $\text{Al}_{0.53}\text{In}_{0.47}\text{P}$ между GaInP и GaInAs субэлементами приводит к увеличению отражения света от последнего, связанному с тем, что показатель преломления AlInP ниже показателей преломления GaInP и GaInAs . Поэтому в КСЭ в качестве тыльного потенциального барьера верхнего перехода целесообразно использовать слой $p^+\text{-GaInP}$ или $p\text{-AlGaInP}$ с малым содержанием алюминия.

Найдены параметры структуры, обеспечивающие минимизацию оптических потерь, что приводит к повышению токов субэлементов на 1.5 mA/cm^2 для Ge субэлемента и на 2 mA/cm^2 для GaInAs субэлемента.

Обнаружен загиб на зависимости напряжения холостого хода от плотности падающего излучения для КСЭ на основе GaInP/GaAs/Ge , что было обусловлено наличием встречного фото-ЭДС возникающего в структуре КСЭ, и сделано предположение, что встречное фото-ЭДС возникает из-за наличия в структуре каскадного СЭ туннельных диодов, представляющих собой встречно включенные $p\text{-}n$ переходы.

Составлена и упрощена эквивалентная схема, позволяющая описать данные процессы, разработана математическая модель для выявления природы встречной фото-ЭДС и проведено численное моделирование составленной эквивалентной схемы.

Полученные значения параметров неидеальности A для встречновключенного модуля, позволил сделать вывод о том, что природа

встречного фото-ЭДС, описываемая в предложенной модели туннельным модулем, действительно связана с наличием в структуре исследуемого МП СЭ встречно включенного перехода с туннельным механизмом протекания тока ($A > 6$).

Было сделано предположение о том, что наблюдаемое встречное фото-ЭДС возникает в верхнем туннельном диоде и связано с заметным поглощением фотонов в слое ТПБ p -GaInP, что было подтверждено расчетом фототока, возникающего за счет поглощения в этом слое, который хорошо согласуется данными, полученными из моделирования ВАХ.

Для нивелирования встречного фото-ЭДС был использован слой p - $(Al_{0.2}Ga_{0.8})_{0.52}In_{0.48}P$ в качестве ТПБ верхнего субэлемента, который эффективно препятствовал выходу носителей, генерированных в базе GaInP субэлемента в туннельный диод, использование которого позволило создать GaInP/GaInAs/Ge КСЭ, напряжение холостого хода которых возрастало вплоть до концентраций 3000-4000 солнц.

Было обнаружено наличие «хвостов» на ВАХ исследуемых КСЭ, связанное с наличием p/p изотипных гетеропереходов между фосфидными и арсенидными слоями за счет использования p - $(Al_{0.3}Ga_{0.7})_{0.52}In_{0.48}P$ широкозонного слоя в нижнем туннельном диоде.

Проведено численное моделирование, зонных диаграмм и ВАХ КСЭ с различными конструкциями нижнего туннельного диода и показано, что барьер для протекания основных носителей возникает именно на границе раздела изотипных гетеропереходов AlGaInP/ $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ для среднего перехода на основе GaInAs на границе тыльный потенциальный барьер/ p -слой туннельного диода.

Предложено и реализовано использование слоя p -GaInP в качестве ТПБ среднего GaInAs субэлемента, являющегося одновременно широкозонным барьером для нижнего туннельного диода, что позволило дополнительно предотвратить диффузию атомов углерода из p -слоя туннельного диода, по

сравнению с ТПБ на основе $p\text{-AlGaAs}$, и обеспечило работоспособность нижнего туннельного диода даже при высоких плотностях падающего излучения.

Показано, что в случае использования слоя $p\text{-}(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ при «х» меньше 25% высота барьера для дырок на гетеропереходе оказывается достаточно мала, чтобы обеспечить эффективный транспорт носителей.

Глава 4. Оптимизация каскадных ФЭП на основе субэлементов GaInP, GaInAs и Ge для различных применений

4.1 Фотовольтаические параметры субэлементов на основе Ge в КСЭ

Были созданы Ge ФЭП $p-n$ и $n-p$ полярностей. Для создания качественного $p-n$ перехода в подложках германия n -типа была применена технология диффузии атомов цинка из растущего сильно легированного слоя AlGaAs. Слои выращивались при температуре 750 °С, давлении 200 мбар и высоком соотношении атомов цинка к атомам третьей группы, которое составляло 2.4. Проведенные исследования $p-n$ Ge СЭ позволили создать элементы с КПД более 6%. Ход концентрационных зависимостей таких СЭ представлен на рис. 4.1. Полученные элементы продемонстрировали напряжение холостого хода 0.24 В при засветке одним солнцем (AM0) и фактор заполнения ВАХ 70% при концентрации 50 солнц (AM0). Максимальный КПД таких СЭ составил 6.43% (210 солнц, AM0).

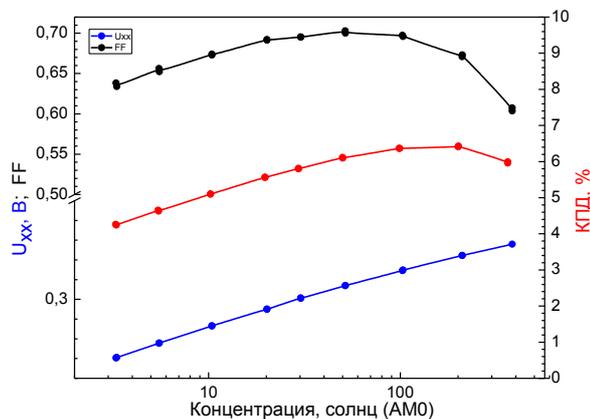


Рис. 4.1 – Зависимость коэффициента заполнения ВАХ, напряжения холостого хода и КПД для $p-n$ Ge СЭ от концентрации (спектр AM0).

Проведенные исследования $n-p$ Ge СЭ с GaInP нуклеационным слоем позволили найти условия создания качественного $p-n$ перехода в германии. Выращивание слоя GaInP после предварительного отжига подложки в большом

потоке фосфина при температуре 650 °С и давлении 100 мбар позволило создать Ge элементы с хорошими спектральными и нагрузочными параметрами.

Квантовый выход n - p Ge СЭ, созданных на p -Ge подложках с уровнем легирования $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ близок к 90% в области 800-1800 нм (рис. 4.2а), что с учетом затенения лицевой поверхности контактной сеткой на уровне 8%, позволяет судить о почти полном собирании носителей из базы и эмиттера. Падение квантового выхода в области 400-800 нм (рис. 4.2а) было обусловлено отражением от поверхности структуры, а так же потерей носителей, поглощенных в слое широкозонного окна n -GaInP.

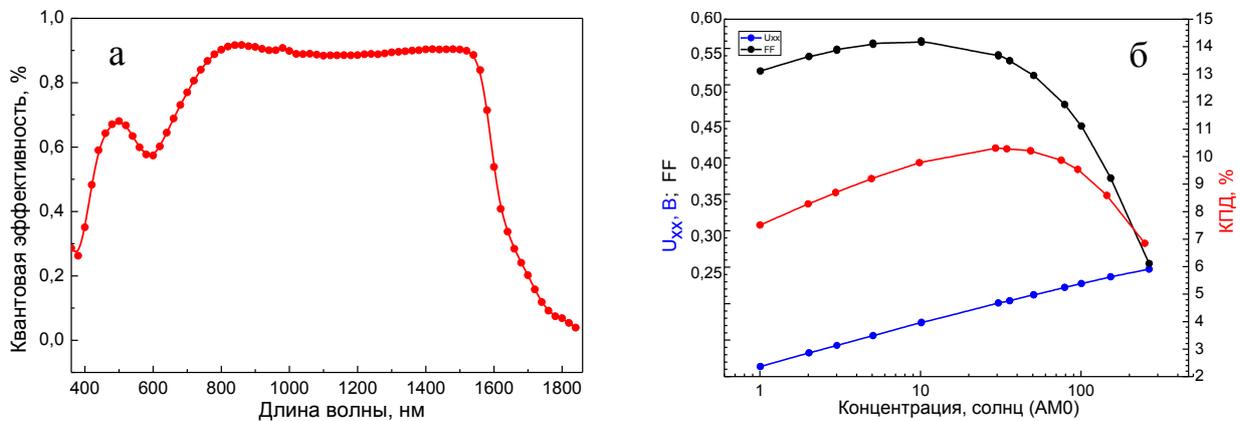


Рис. 4.2 – Спектральные характеристики n - p Ge СЭ (а) и зависимость коэффициента заполнения световой вольт-амперной характеристики, напряжения холостого хода и КПД для n - p Ge солнечного элемента от степени концентрации солнечного излучения (AM0).

Проведенные исследования позволили получить германиевые СЭ, эффективность которых превышала 10% (21 солнце, AM0), а ток короткого замыкания составлял порядка 58.13 мА/см^2 . Концентрационные зависимости нагрузочных параметров таких СЭ представлены на рис. 4.2б. Было продемонстрировано напряжение холостого хода порядка 0.26 В при засветке одним солнцем AM0, а максимальное значение фактора заполнения ВАХ составило 71% при 10 солнцах спектра AM0. Максимальный КПД составил 10.29% при 36 солнцах (AM0).

Трехпереходные $n-p$ GaInP/GaInAs/Ge КСЭ были выращены с сохранением технологии получения нижнего диффузионного субэлемента. Однако выращивание на Ge субэlemente двухпереходной структуры GaInP/GaInAs приводило к существенному изменению его спектральной характеристики (рис. 4.3). Волнообразная форма спектральной характеристики Ge субэлементов, в отличие от случая однопереходных Ge СЭ, была обусловлена проявлением интерференционных явлений в многослойной структуре КСЭ. Более узкий диапазон чувствительности был связан с поглощением фотонов с длиной волны менее 900 нм в верхних субэlementах.

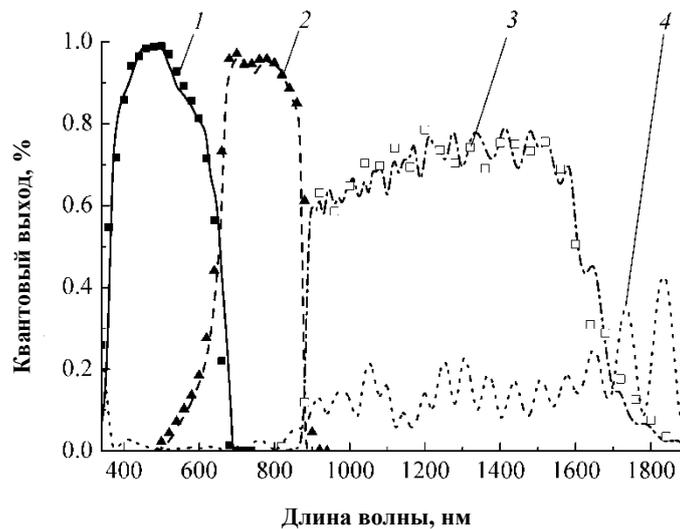


Рис. 4.3 – Спектральная зависимость квантового выхода и отражения для GaInP/GaInAs/Ge КСЭ: 1 – вклад в КВ GaInP-субэlementа, 2 – вклад в КВ GaInAs-субэlementа, 3 – вклад в КВ Ge-субэlementа, 4 – отражение от структуры. Для кривых 1, 2 и 3 линиями отображены результаты расчетов, точки – экспериментальные значения.

Кроме того, уровень КВ Ge субэлементов GaInP/GaInAs/Ge СЭ был значительно ниже, по сравнению с однопереходными Ge СЭ. Это было частично обусловлено отражением от поверхности структуры в диапазоне 900-1900 нм, которое составляло порядка 10-20% (рис. 4.3), однако внутренний квантовый выход нижнего субэlementа КСЭ не превышал 80% и имел явный спад в коротковолновой области. Это было связано с более глубокой диффузией атомов фосфора в подложку p -Ge при длительном выращивании каскадной структуры.

По данным ВИМС в трехпереходных GaInP/GaInAs/Ge СЭ глубина диффузии составляла порядка 700 нм, а в однопереходных – 140 нм.

На рис. 4.4 представлено сравнение внутреннего квантового выхода однопереходного Ge СЭ и нижних Ge субэлементов двухпереходного GaAs/Ge и трехпереходного GaInP/GaInAs/Ge КСЭ. Структуры были выращены на одинаковых подложках по схожей технологии.

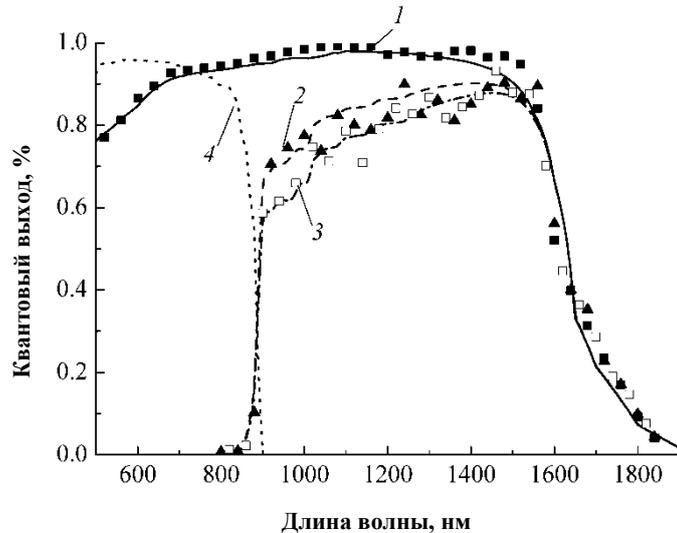


Рис. 4.4 – Спектральные зависимости внутреннего квантового выхода Ge-переходов: 1 – однопереходный Ge СЭ, 2 – двухпереходный GaAs/Ge КСЭ, 3 – трехпереходный GaInP/GaInAs/Ge КСЭ, 4 – край спектральной характеристики GaInAs в многопереходных элементах. Для кривых 1, 2 и 3 сплошные линии – результаты расчетов, точки – экспериментальные значения.

Диффузионные длины, при которых обеспечивалось наилучшее согласование расчетных и экспериментальных данных для однопереходного Ge СЭ и Ge субэлемента трехпереходного GaInP/GaInAs/Ge КСЭ оказались одинаковыми (см. табл. 4.1). Моделирование КВ Ge субэлемента GaAs/Ge КСЭ при таких же значениях диффузионных длин позволило определить глубину залегания p - n перехода, которая составила порядка 500 нм (табл.4.1).

Таким образом, было показано, что при выращивании на подложке Ge верхних субэлементов КСЭ происходит заглубление диффузионного перехода в подложке.

Таблица 4.1 – Значения диффузионных длин и глубины залегания переходов для слоев, составляющих Ge-элементы, КВ которых представлены на рис. 4.4.

	Глубина залегания перехода, нм	L_p , мкм	L_n , мкм
Однопереходный Ge-элемент	140	0.4	50
GaAs/Ge СЭ	500*	0.4	50
GaInP/GaInAs/Ge СЭ	700	0.4	50

* – расчетное значение.

4.2 Фотовольтаические параметры субэлементов на основе GaAs в КСЭ

Были созданы GaAs ФЭП p - n и n - p полярностей. Описанные выше особенности диффузионных длин в слоях GaAs (см. п. 2.4) не оказывали заметного влияния на соби́рание фотогенерированных носителей из базы и эмиттера (рис. 4.5а). Незначительное расхождение в коротковолновой области объясняется различным отражением от поверхности ФЭП.

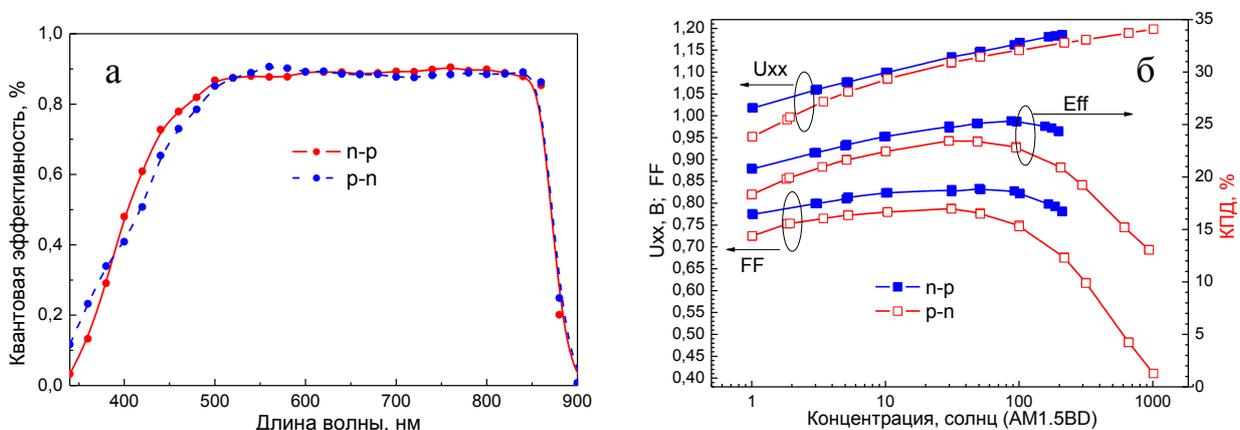


Рис. 4.5 – Спектральные характеристики n - p и p - n GaAs СЭ (а) и зависимость коэффициента заполнения световой вольт-амперной характеристики, напряжения холостого хода и КПД для n - p и p - n GaAs СЭ от степени концентрации солнечного излучения (AM1.5D).

Однако напряжение холостого хода, FF и КПД структуры n - p полярности превосходили последние для структуры p - n полярности (рис. 4.5б), что подтверждает ее большую перспективность. Было продемонстрировано

напряжение холостого хода порядка 1.02 В при засветке одним солнцем AM1.5D, а максимальное значение фактора заполнения ВАХ составило 83% при 50 солнцах спектра AM1.5D. Максимальный КПД составил 25.33% при 90 солнцах (AM1,5D) для структуры p - n полярности и 23.42 при 50 солнцах (AM1.5D) для структуры n - p полярности.

Спектральные характеристики для однопереходного n - p GaAs СЭ, а также Ga(In)As субэлементов двухпереходного GaInP/GaAs и трехпереходного GaInP/GaInAs/Ge СЭ представлены на рис. 4.6. Параметры расчета, обеспечивающие наилучшее согласование теоретических и экспериментальных характеристик, сведены в таблицу 4.2.

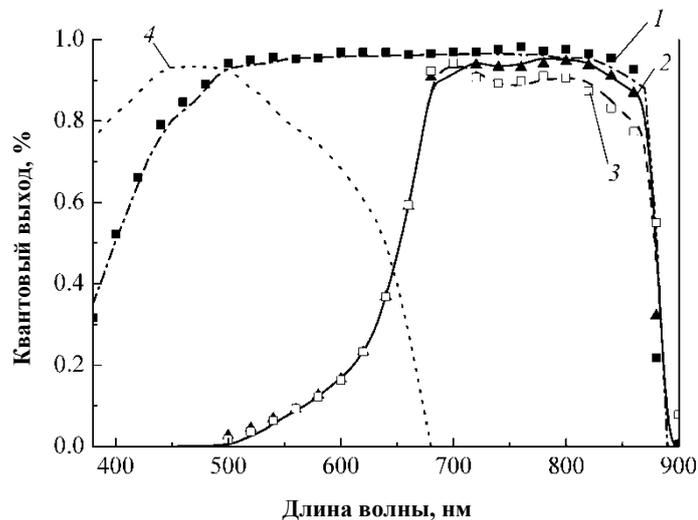


Рис. 4.6 – Спектральные характеристики GaAs-переходов: 1 – однопереходный Ga(In)As СЭ, 2 – двухпереходный GaInP/GaAs СЭ, 3 – трехпереходный GaInP/GaInAs/Ge СЭ, 4 – спектральная характеристика GaInP-субэлемента в многопереходных элементах. Для кривых 1, 2 и 3 сплошные линии – результаты расчетов, точки – экспериментальные значения.

Увеличение количества субэлементов КСЭ при сохранении близости технологических параметров приводило к уменьшению диффузионных длин неосновных носителей заряда в слоях Ga(In)As субэлементов. Волнообразная форма характеристики для двух- и трехпереходных элементов являлась

следствием интерференции в слоях верхнего GaInP субэлемента и туннельного перехода.

Общий уровень КВ уменьшался, как вследствие снижения длин диффузии носителей заряда, так и за счет поглощения части полезного излучения в слоях туннельного перехода.

Таблица 4.2 – Значения диффузионных длин для Ga(In)As-субэлементов КСЭ.

	L_p , мкм	L_n , мкм
Однопереходный GaAs-элемент	0.5	10
GaInP/GaAs СЭ	0.3	8
GaInP/GaInAs/Ge СЭ	0.3	4

Диффузионные длины дырок в эмиттерах n -Ga(In)As для КСЭ были ниже, по сравнению с однопереходными СЭ (табл. 4.2). Это, скорее всего, было обусловлено диффузией p -примеси из верхних слоев структуры и частичной его компенсацией.

Однопереходные GaAs СЭ и нижний субэлемент двухпереходных GaInP/GaAs КСЭ выращивались по схожей технологии на одинаковых подложках, поэтому диффузионные длины электронов в базах таких элементов отличались незначительно. Малое значение диффузионной длины электронов, наблюдаемое в базе p -GaInAs трехпереходного КСЭ на основе GaInP/GaInAs/Ge, по всей видимости, было обусловлено особенностями роста A^3B^5 структур на подложках германия.

4.3 Фотовольтаические параметры субэлементов на основе GaInP в КСЭ

Эффективность преобразования GaInP ФЭП p - n полярности была низкой по причинам, указанным выше (см. п. 2.5.2), поэтому качественные ФЭП GaInP удалось создать только в случае использования n - p полярности (рис. 4.7).

Ток короткого замыкания GaInP ФЭП составлял порядка 18 мА/см² (рис. 4.7а). Было продемонстрировано напряжение холостого хода порядка 1.35 В при

засветке одним солнцем AM1.5D, а максимальное значение фактора заполнения ВАХ составило 87% при 50 солнцах спектра AM1.5D (рис. 4.7б). Максимальный КПД составил 15.7% при 100 солнцах (AM1.5D).

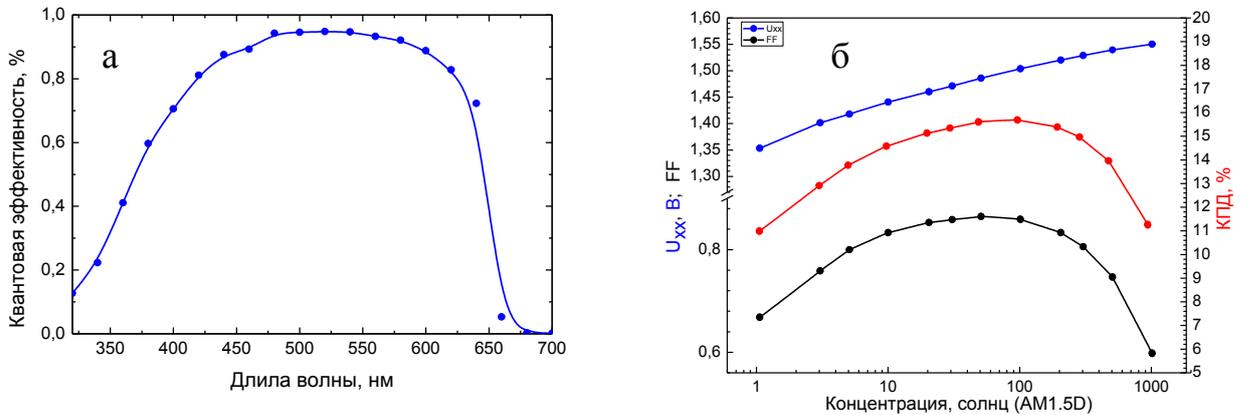


Рис. 4.7 – Спектральные характеристики *n-p* GaInP СЭ (а) и зависимость коэффициента заполнения световой вольт-амперной характеристики, напряжения холостого хода и КПД для *n-p* GaInP СЭ от степени концентрации солнечного излучения (AM1.5D),

Исследования GaInP субэлемента в структурах двухпереходного GaInP/GaAs и трехпереходного GaInP/GaInAs/Ge СЭ не выявили его деградации при увеличении количества субэлементов КСЭ, что было связано с сохранением диффузионных длин даже при выращивании на подложках германия.

4.4 Оптимизация параметров двухпереходных GaInP/GaAs СЭ *n-p* полярности для преобразования прямого космического и концентрированного наземного спектра

Так как монокристаллические двухпереходные СЭ представляют собой последовательное соединение двух источников тока, общий ток, протекающий во внешней цепи, будет равен минимальному току из генерируемых каждым *p-n* переходом. Значение тока КСЭ будет наивысшим, когда величины фототоков верхнего и нижнего элементов будут согласованы и максимальны. Согласования токов можно достичь, меняя толщину верхнего элемента.

Для каждого типа солнечного спектра, будь то наземный спектр (AM1.5) или прямое излучение в условиях космоса (AM0), требуется индивидуальный подбор параметров структуры, чтобы обеспечить равенство токов отдельных элементов КСЭ. В случае преобразования GaInP/GaAs КСЭ спектра AM0, равенство токов GaInP и GaAs переходов возможно при преобразовании части солнечного спектра с энергией фотонов, большей ширины запрещенной зоны GaInP (1.92 эВ), нижним GaAs переходом. Это достигается посредством уменьшения толщины верхнего СЭ. В противном случае, при полном поглощении верхним GaInP элементом фотонов с энергией, большей 1.92 эВ, ток нижнего GaAs элемента будет ниже, чем у GaInP СЭ, а значит, ток всей структуры КСЭ понизится. Для наземного солнечного спектра (AM1.5), характеризуемого меньшим количеством коротковолнового излучения, согласование токов в КСЭ, напротив, достигается при увеличении толщины верхнего GaInP элемента.

В таблице 4.3 представлены данные исследования по оптимизации спектральных характеристик солнечных элементов за счет изменения общей толщины верхнего GaInP СЭ (толщина нижнего GaAs элемента во всех экспериментах составляла 3.1 мкм). При уменьшении толщины GaInP СЭ его фототок уменьшался, и наблюдалось повышение тока GaAs элемента. При толщине GaInP 450 нм было достигнуто согласование токов верхнего и нижнего элементов для спектра AM0: $J_{\text{GaInP}}=16.01 \text{ мА/см}^2$, $J_{\text{GaAs}}=16.03 \text{ мА/см}^2$.

При увеличении толщины GaInP можно достигнуть согласования токов для спектра AM1.5, что и было экспериментально проверено. При общей толщине GaInP, равной 700 нм, ток верхнего элемента достигал 17.87 мА/см^2 , а ток GaAs элемента падал до значения 14.71 мА/см^2 (при AM0). В то же время для спектра AM1,5D токи верхнего и нижнего элементов в этом случае выравнивались: $J_{\text{GaInP}}=13.39 \text{ мА/см}^2$, $J_{\text{GaAs}}=13.42 \text{ мА/см}^2$.

Спектральные зависимости внешнего квантового выхода двухпереходных солнечных элементов GaInP/GaAs с различной толщиной верхнего элемента, и, в

том числе, с оптимизированной для спектров AM0 и AM1.5 структурой, представлены на рис. 4.8.

Таблица 4.3 - Данные по оптимизации спектральных характеристик КСЭ GaInP/GaAs для спектров AM0 и AM1.5D.

№	Толщина GaInP СЭ: база+эмиттер, нм	J_{GaInP} , mA/cm^2 AM0	J_{GaAs} , mA/cm^2 AM0	J_{GaInP} , mA/cm^2 AM1.5D	J_{GaAs} , mA/cm^2 AM1.5D
#1	400+50	16.01	16.03	11.88	14.54
#2	550+50	17.55	15.59	13.15	14.18
#3	650+50	17.87	14.71	13.42	13.39
#4	800+50	18.12		13.59	

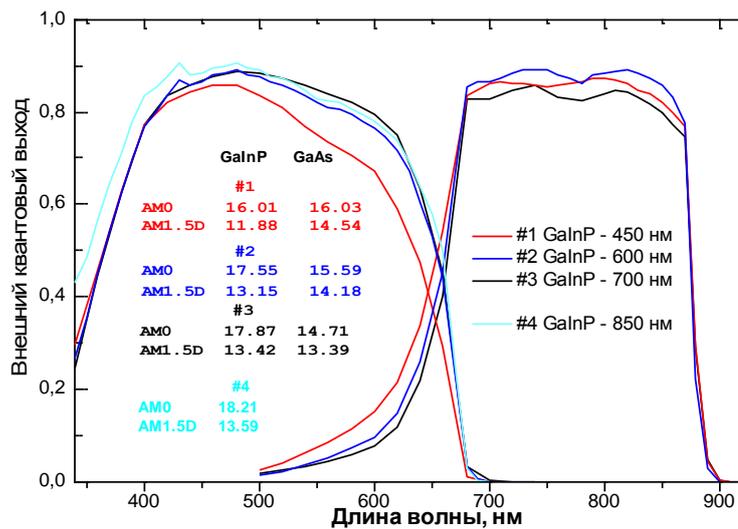


Рис. 4.8 – Спектральные зависимости внешнего квантового выхода двухпереходных солнечных элементов GaInP/GaAs с различной толщиной GaInP СЭ.

Последующее увеличение толщины (более 700 нм) верхнего элемента целесообразно только для однопереходного GaInP элемента, поскольку ток GaAs СЭ в дальнейшем будет уменьшаться, и, соответственно, будет уменьшаться ток всего монокристаллического КСЭ. Был проведен эксперимент, в котором увеличение толщины GaInP до 850 нм позволило создать однопереходный фотоэлемент

GaInP, который имел наилучшую спектральную чувствительность: $J_{\text{GaInP}}=18.12$ мА/см^2 (AM0), КПД которого представлен в предыдущем пункте.

Были созданы ФЭП на основе полученных GaInP/GaAs структур. Они продемонстрировали высокие значения КПД: 24.9% при преобразовании прямого космического спектра AM0 (рис. 4.9а) и 27.2% при преобразовании слабо концентрированного космического спектра AM0 (30 солнц). КПД при преобразовании концентрированного наземного спектра AM1.5D составил 30% (рис. 4.9б).

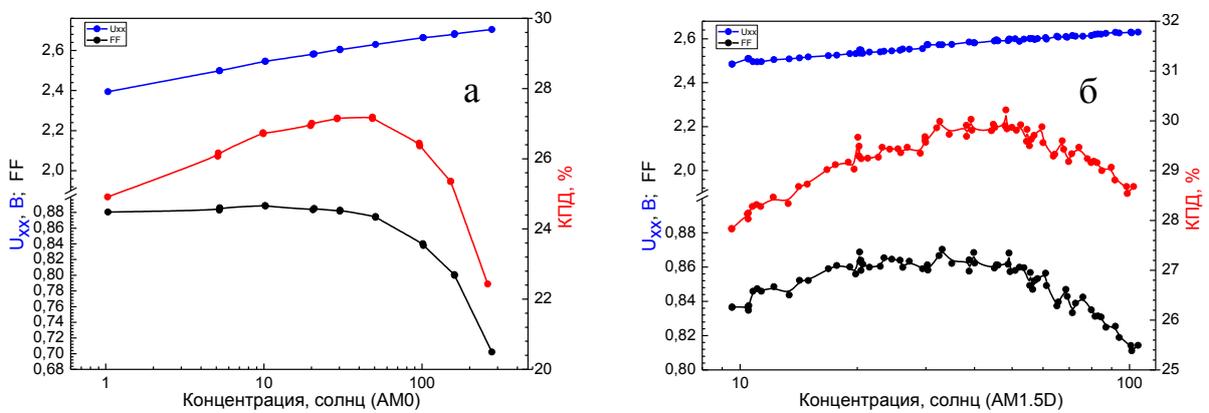


Рис. 4.9 – Зависимость коэффициента заполнения световой вольт-амперной характеристики, напряжения холостого хода и КПД для n - p GaInP/GaAs СЭ от степени концентрации солнечного излучения, оптимизированных для преобразования космического спектра AM0 – а и наземного спектра AM1.5D – б.

4.5 Трехпереходные GaInP/GaInAs/Ge каскадные фотопреобразователи

4.5.1. Структуры, оптимизированные для преобразования прямого космического спектра

Описанные в предыдущих главах особенности КСЭ позволили выбрать оптимизированную структуру, для космических применений. Она включала в себя GaInP широкозонное окно для Ge субэлемента толщиной 175 нм, буферный слой GaInAs толщиной 1 мкм, нижний туннельный диод на основе n^{++} -GaAs/ p^{++} -

$\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ с широкозонными барьерными слоями $n\text{-(Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7})_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ и $p\text{-GaInP}$, выполняющего одновременно роль ТПБ GaInAs субэлемента. Широкозонное окно среднего субэлемента выполнялось из слоя $n\text{-GaInP}$, толщиной 100 нм. Верхний туннельный диод включал слои $n^{++}\text{-GaInP}/p^{++}\text{-Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$. Слой $p\text{-(Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8})_{0.52}\text{In}_{0.48}\text{P}$ выполнял роль ТПБ верхнего GaInP субэлемента. В качестве широкозонного окна верхнего субэлемента использовался слой $n\text{-AlInP}$. Толщина верхнего субэлемента подбиралась для согласования по току верхнего и среднего субэлементов.

Такие КСЭ продемонстрировали эффективность преобразования около 30% при освещении прямым космическим спектром AM0 (рис. 4.10).

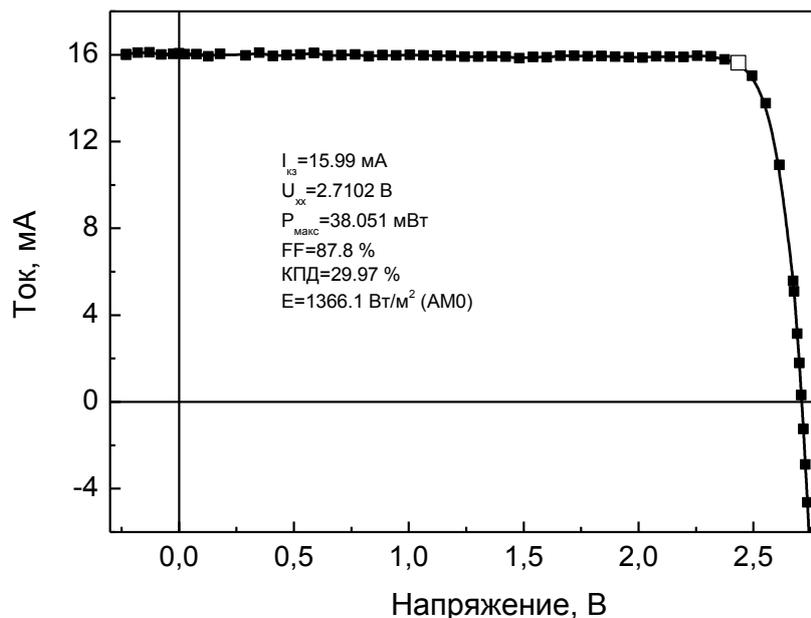


Рис. 4.10 – ВАХ $n\text{-p GaInP/GaInAs/Ge}$ СЭ при преобразовании прямого космического спектра AM0.

4.5.2. Структуры, оптимизированные для преобразования сильно концентрированного наземного спектра

Структура, оптимизированная для преобразования концентрированного наземного спектра, отличалась незначительно от описанной в предыдущем пункте. Ее отличие состояло в использовании верхнего туннельного диода на основе $n^{++}\text{-GaAs}/p^{++}\text{-Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$, т.к. туннельный диод со слоем $n^{++}\text{-GaInP}$ обеспечивал работоспособность КСЭ только до 200 солнц из-за низкого пикового тока туннелирования при использовании широкозонного слоя GaInP. Кроме того, толщина верхнего субэлемента была увеличена для согласования по току верхнего и среднего субэлементов для спектра AM1.5D.

Такие КСЭ продемонстрировали эффективность преобразования около 40% при концентрации 500 солнц (AM1.5D), которая сохранялась на уровне более 39% вплоть до концентрации 1000 солнц (рис. 4.11).

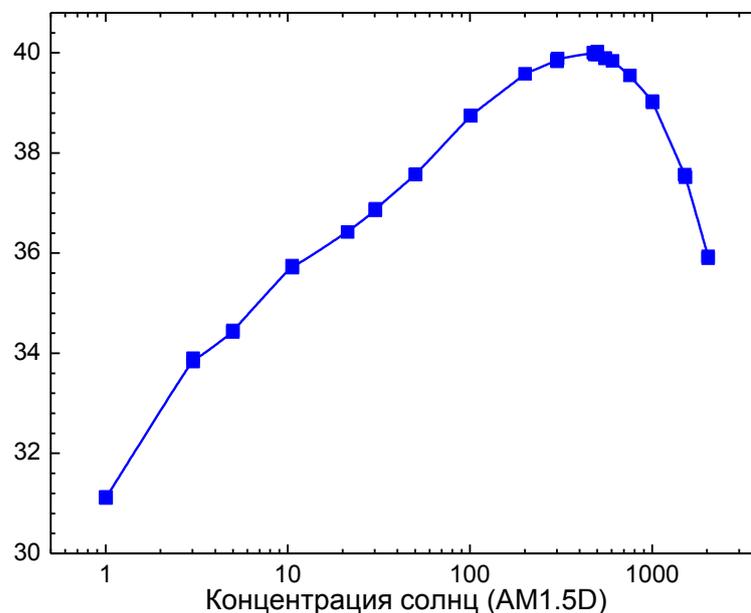


Рис. 4.11 – Зависимости КПД GaInP/GaInAs/Ge ФЭП, оптимизированных для преобразования высоко концентрированного наземного спектра AM1.5D.

4.6 Возможности дальнейшего увеличения эффективности преобразования трехпереходных GaInP/GaInAs/Ge КСЭ за счет использования анизотипных гетеропереходов

Дальнейшее увеличение КПД КСЭ на основе согласованных по параметру решетки материалов GaInP/GaInAs/Ge возможно при использовании в фотоактивных переходах эмиттерного слоя, выполненного из материала с шириной запрещенной зоны большей, чем у базового слоя находящегося выше p - n перехода, что позволяет избежать рекомбинационных потерь в эмиттерном слое. Так для среднего субэлемента, выполненного с сильно легированным эмиттерным слоем GaAs или GaInAs, низкие значения времени жизни неосновных носителей заряда приводят к рекомбинации значительного количества фотогенерированных носителей в этом слое, что выражается в падении напряжения и тока, генерируемых средним переходом. Это, в частности, обусловлено необходимостью обеспечения большего преимущества диффузионной длины над толщиной для эмиттерных слоев (см. глава 2).

В случае использования широкозонного эмиттерного слоя из AlInP, GaInP или AlGaAs рекомбинационные потери в нем значительно сокращаются. В этом случае коротковолновые фотоны главным образом поглощаются в базовом слое верхнего перехода, и поглощение в широкозонном эмиттерном слое среднего субэлемента становится на несколько порядков меньше, и, следовательно, меньше носителей заряда генерируется в этом слое по сравнению с GaAs эмиттерным слоем.

Таким образом, время жизни широкозонного эмиттерного слоя имеет гораздо меньшее влияние на рабочие характеристики солнечного элемента, а наиболее оптимальным является использование непоглощающего эмиттерного слоя. С этой точки зрения, использование эмиттерного слоя GaInP не является оптимальным, так как в этом слое будет происходить поглощение некоторой части фотонов, пропускаемых базовым слоем верхнего перехода. Кроме того, на

границе раздела GaInP/GaInAs, вследствие особенностей зонной структуры этой гетерограницы, уровень рекомбинации на поверхностных состояниях значительно превосходит уровень рекомбинации на границах AlInP/GaInAs и AlGaAs/GaInAs, что приводит к уменьшению напряжения холостого хода и КПД фотопреобразователя с GaInP эмиттерным слоем.

Увеличение КПД КСЭ подтверждается проведенным численным расчетом. с использованием программы AFORS-HET. На рис. 4.12 приведены расчетные уровни генерации и рекомбинации для среднего субэлемента МП СЭ на основе GaInP/GaInAs/Ge при освещении AM1.5D и в режиме короткого замыкания, в случае, когда этот переход выполнен на основе *n-p* GaInAs гомоперехода с *n*-GaInAs эмиттерным слоем. Величины времени жизни были установлены равные 0.1 нс для эмиттерного слоя и 10 нс для базового слоя.

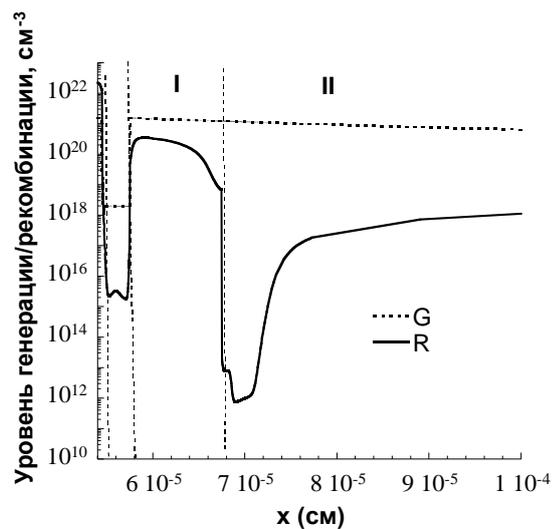


Рис. 4.12 – Расчетные профили уровня генерации (кривая G) и рекомбинации (кривая R) для среднего субэлемента трехпереходного GaInP/GaInAs/Ge КСЭ в условиях освещения AM1.5D в режиме короткого замыкания в случае использования в этом переходе GaInAs эмиттерного слоя.

Из расчетных зависимостей видно, что рекомбинационные потери в *n*-GaInAs эмиттерном слое являются существенными, что приводит к ухудшению характеристик солнечных элементов. Использование широкозонного эмиттерного слоя позволяет избежать этих рекомбинационных потерь. В конструкции фотопреобразователей на основе гетеропереходов нужно принять во внимание

зонную структуру на гетероинтерфейсе, которая определяется разрывами зон. В случае гетероперехода широкозонный эмиттерный слой n -типа/ p -GaInAs базовый слой, потенциальный барьер в зоне проводимости не должен препятствовать транспорту электронов из базового слоя в эмиттерный. И напротив, потенциальный барьер в валентной зоне должен ограничить транспорт дырок из области пространственного заряда в эмиттерный слой.

Рассчитанные зонные диаграммы гетеропереходов n -GaInP/ p -GaAs, n -AlInP/ p -GaInAs и n -Al_{0.8}Ga_{0.2}As/ p -GaInAs представлены на рис. 4.13, 4.14 и 4.15 соответственно. Видно, что во всех случаях потенциальные барьеры в валентной зоне достаточно высоки, чтобы избежать транспорта дырок из области пространственного заряда.

Рассчитанные уровни генерации и рекомбинации при использовании этих трех солнечных элементов на основе гетеропереходов в качестве второго перехода GaInP/GaInAs/Ge фотопреобразователя представлены на рис. 4.16. Расчет производился для тех же самых, как в случае гомоперехода, условий и величин времен жизни в эмиттерном и базовом слоях (0.1 нс и 10 нс).

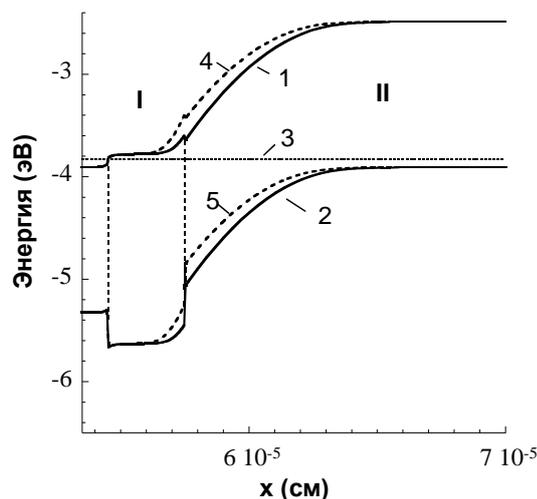


Рис. 4.13 – Расчетные зонные диаграммы n -GaInP/ p -GaAs гетероперехода с n -GaInP эмиттерным слоем для плотности поверхностных состояний $D_{it} = 0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$ (кривая 1, 2) и $D_{it} = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$ (кривые 4, 5), где кривые 1, 4 – энергия дна зоны проводимости, кривые 2, 5 – энергия потолка валентной зоны, линия 3 – положение уровня Ферми.

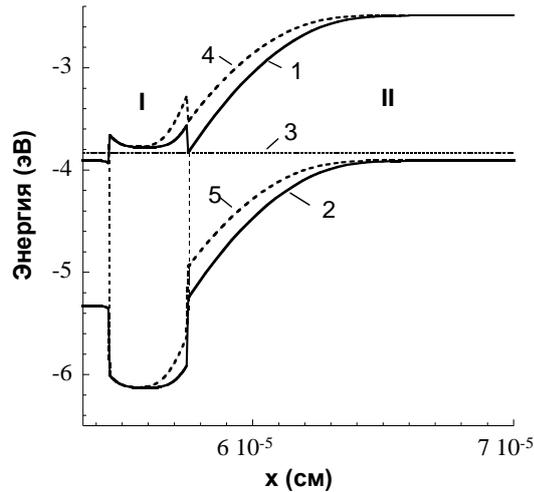


Рис. 4.14 – Расчетные зонные диаграммы $n\text{-AlInP}/p\text{-GaAs}$ гетероперехода с $n\text{-AlInP}$ эмиттерным слоем для плотности поверхностных состояний $D_{it} = 0\text{-}10^{12} \text{ см}^{-2}\cdot\text{эВ}^{-1}$ (кривая 1, 2) и $D_{it}=5\times 10^{12} \text{ см}^{-2}\cdot\text{эВ}^{-1}$ (кривые 4, 5). Кривые 1, 4 показывают энергию дна зоны проводимости, кривые 2, 5 обозначают энергию потолка валентной зоны, линия 3 – положение уровня Ферми.

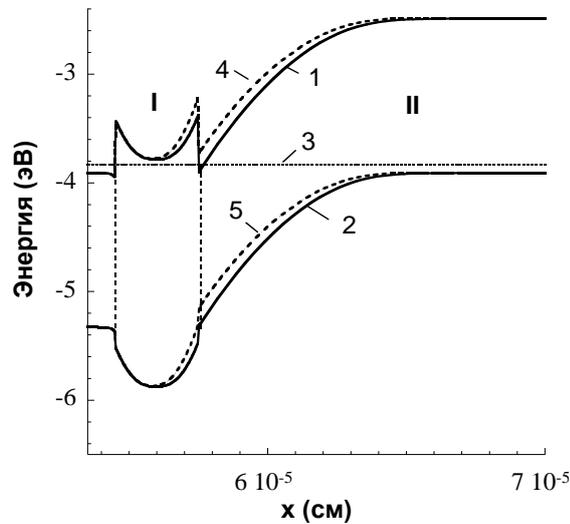


Рис. 4.15 – Расчетные зонные диаграммы $n\text{-Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}/p\text{-GaAs}$ гетероперехода с $n\text{-Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ эмиттерным слоем для плотности поверхностных состояний $D_{it} = 0\text{-}10^{12} \text{ см}^{-2}\cdot\text{эВ}^{-1}$ (кривая 1, 2) и $D_{it}=5\times 10^{12} \text{ см}^{-2}\cdot\text{эВ}^{-1}$ (4,5). Где кривые 1, 4 обозначают энергию дна зоны проводимости, кривые 2, 5 – показывают энергию потолка валентной зоны, линия 3 – положение уровня Ферми.

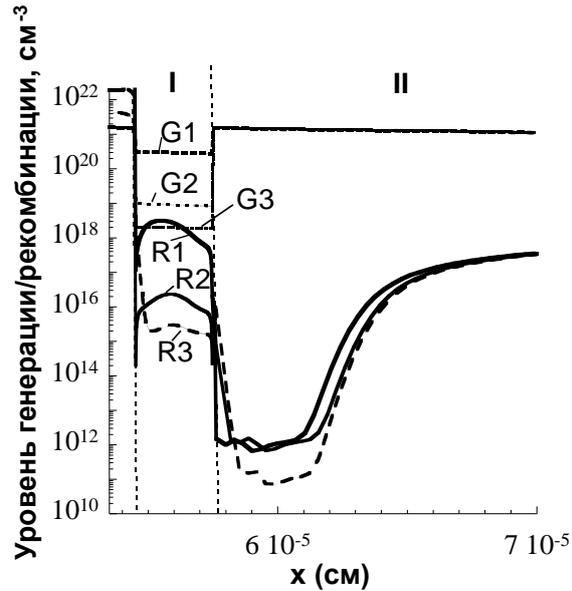


Рис. 4.16 – Расчетные профили уровня генерации (кривые G1-G3) и рекомбинации (кривые R1-R3) для среднего субэлемента трехпереходного GaInP/GaInAs/Ge фотопреобразователя в условиях освещения AM1.5D в режиме короткого замыкания в случае использования в этом переходе эмиттерного слоя GaInP (кривые G1, R1), AlInP, (кривые G2, R2) Al_{0.8}Ga_{0.2}As (кривые G3, R3);

Уровень рекомбинации в эмиттерном слое для всех трех гетеропереходов намного ниже, по сравнению с эмиттерным слоем гомоперехода. В то время как в случае GaInP эмиттерного слоя уровень рекомбинации на два порядка выше, чем для AlInP и Al_{0.8}Ga_{0.2}As эмиттерных слоев (рис. 4.16). Это происходит вследствие более высокого уровня поглощения в слое GaInP, имеющего меньшую ширину запрещенной зоны, по сравнению с AlInP и Al_{0.8}Ga_{0.2}As, поскольку рекомбинация в широкозонном эмиттерном слое вызвана главным образом генерацией дырок в этом слое.

Были рассчитаны характеристики солнечных элементов на основе *n-p* GaInAs гомоперехода и *n-AlInP/p-GaInAs*, *n-GaInP/p-GaInAs* и *n-Al_{0.8}Ga_{0.2}As/p-GaInAs* гетеропереходов в условиях освещения AM 1.5D для различных величин времени жизни в эмиттерном и базовом слоях. Полученные зависимости напряжения холостого хода в зависимости от времени жизни GaInAs базового слоя (τ_b) для различных величин времени жизни эмиттерного слоя (τ_e), находящихся в диапазоне 0.01 ... 1 нс представлены на рис. 4.17.

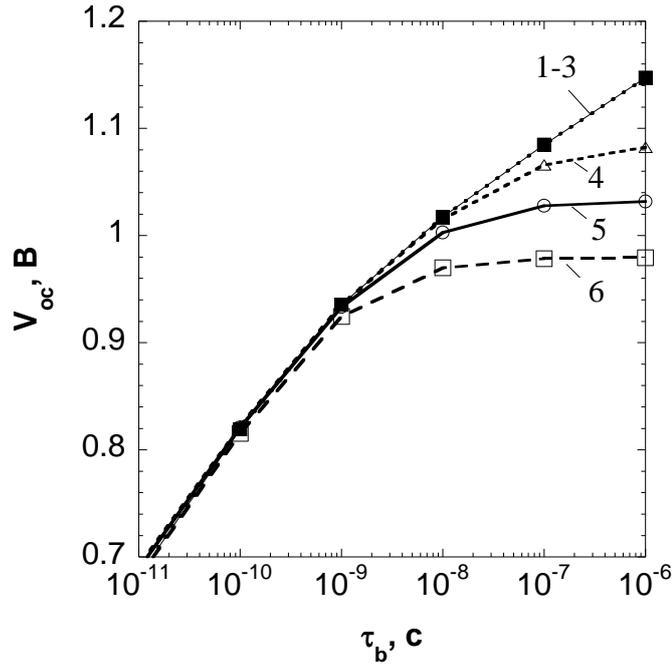


Рис. 4.17 – Расчетные зависимости напряжения холостого хода в условиях освещения AM1.5D от времени жизни базового слоя (τ_b) для среднего субэлемента КСЭ на основе n -GaInP/ p -GaAs (кривая 1), n -AlInP/ p -GaAs (кривая 2), n -Al_{0.8}Ga_{0.2}As/ p -GaAs (кривая 3) гетеропереходов и гомоперехода n - p GaAs для различных значений времени жизни в эмиттерном слое n -GaAs: 1 нс (кривая 4), 0.1 нс (кривая 5), 0.01 нс (кривая 6).

Для малых значений времени жизни в p -GaInAs базовом слое ($\tau_b < 1$ нс) солнечные элементы на основе гомо- и гетеро-переходов демонстрируют независимое от τ_e увеличение U_{xx} с ростом τ_b . В этой области значений τ_b величина U_{xx} ограничена временем жизни p -GaInAs базового слоя. С дальнейшим увеличением τ_b повышение U_{xx} для солнечного элемента на основе n - p GaInAs гомоперехода начинает зависеть от τ_e , и имеет тенденцию к насыщению, т.е. величина U_{xx} ограничена временем жизни в эмиттерном слое. В то время как U_{xx} для солнечных элементов на основе гетеропереходов продолжает монотонно расти с повышением τ_b независимо от τ_e . Таким образом, время жизни эмиттерного слоя не ограничивает U_{xx} в этом случае. Это означает, что гетеропереходы с широкозонным эмиттерным слоем позволяют избежать рекомбинационных потерь в эмиттерном слое. Другими словами, если эффективность солнечного элемента на основе гомоперехода ограничена

рекомбинацией в эмиттерном слое, она может быть повышена, используя широкозонный эмиттерный слой.

Был проведен расчет характеристик солнечных элементов на основе гомо- и гетеропереходов с базовым слоем p -GaInAs, обладающим низкой плотностью дефектов. Время жизнь в этом случае определяется коэффициентами излучающей рекомбинации (B) и Оже-рекомбинации (C). В расчете использовались величины $B=1.7 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}$ и $C=7 \cdot 10^{-30} \text{ см}^6 \text{сек}^{-1}$, которые давали величину τ_b порядка 10^{-8} с. Для эмиттерного слоя величина времени жизни τ_e была равна 10^{-10} с. При этом была введена поверхностная плотность состояний на гетероинтерфейсе n -широкозонный эмиттерный слой/ p -базовый слой. Плотность поверхностных состояний (D_{it}) варьировалась в диапазоне $D_{it} = 10^8 - 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$, величина площади сечения захвата электронов и дырок (σ) принималась равной 10^{-14} см^2 . Расчетная зависимость U_{xx} от D_{it} для солнечных элементов на основе n -AlInP/ p -GaInAs, n -GaInP/ p -GaInAs и n -Al_{0.8}Ga_{0.2}As/ p -GaInAs гетеропереходов при освещении AM 1.5D представлена на рис. 4.18. КПД демонстрирует аналогичную зависимость от D_{it} .

Для n -AlInP/ p -GaInAs и n -AlGaAs/ p -GaInAs гетеропереходов вплоть до $D_{it} = 10^{11} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$ ($\sigma \times D_{it} = 10^{-3} \text{ эВ}^{-1}$) поверхностные состояния не влияют на значения U_{xx} и КПД (η). Величину $D_{it} = 10^{11} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$ следует рассматривать как наиболее реальное значение для эпитаксиально выращенных гетероструктур. Увеличение D_{it} до $10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$ приводит к некоторому уменьшению U_{xx} и η , сопровождаемого резким спадом с дальнейшим повышением D_{it} . Этот спад U_{xx} и η для $D_{it} > 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$ вызван изменением в изгибе зон на гетероинтерфейсе. Из расчетных зонных диаграмм для $D_{it} = 5 \times 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$, представленных на рис. 4.13-4.15, можно видеть, что уровень Ферми смещается к центру запрещенной зоны на интерфейсе вследствие пиннинга уровня Ферми. Это приводит к уменьшению расстояния между валентной зоной и уровнем Ферми на интерфейсе, и, следовательно, к увеличению концентрации дырок, в то время как уровень рекомбинации на интерфейсе пропорционален концентрации дырок.

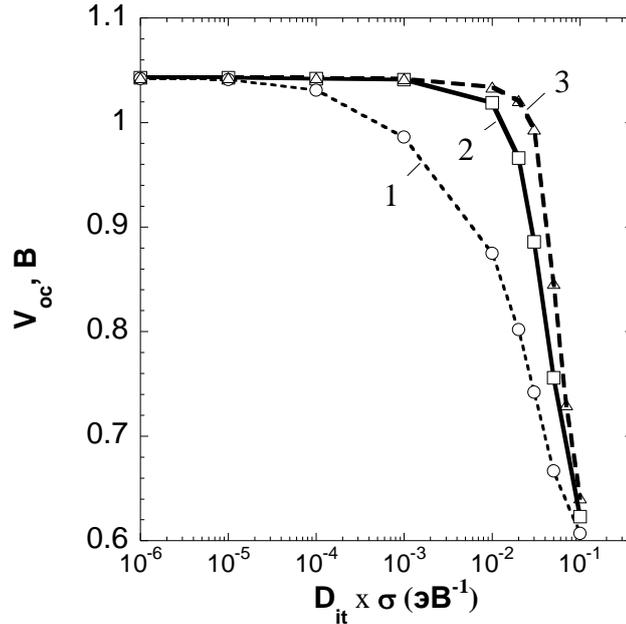


Рис. 4.18 – Расчетные зависимости напряжения холостого хода в условиях освещения AM1.5D от произведения плотности поверхностных состояний и площади сечения захвата ($D_{it} \times \sigma$) на границе раздела для среднего субэлемента КСЭ на основе $n\text{-GaInP}/p\text{-GaAs}$ (кривая 1) $n\text{-AlInP}/p\text{-GaAs}$ (кривая 2), $n\text{-Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}/p\text{-GaAs}$ (кривая 3) гетеропереходов.

Элемент на основе $n\text{-GaInP}/p\text{-GaInAs}$ гетероперехода обладает намного более высокой чувствительностью к плотности поверхностных состояний. Значительное сокращение U_{xx} и η наблюдается уже при $D_{it}=10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$, когда никаких изменений изгибов зон не происходит. Столь сильная чувствительность к поверхностным состояниям обусловлена зонной структурой на интерфейсе $n\text{-GaInP}/p\text{-GaInAs}$ (рис. 4.13). Малое значение разрыва зон проводимости на интерфейсе обуславливает более слабый изгиб зоны, и, как следствие, меньшее расстояние между валентной зоной и уровнем Ферми, что приводит к более высокой концентрации дырок и высокому уровню рекомбинации на интерфейсе, по сравнению с $n\text{-AlInP}/p\text{-GaInAs}$ и $n\text{-Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}/p\text{-GaInAs}$ интерфейсами, для тех же самых значений D_{it} .

При расчете КПД ФЭП, в котором использовались величины времени жизни в базовом слое (τ_b) порядка 10^{-8} сек и в эмиттерном слое (τ_e) порядка 10^{-11} сек, было установлено, что использование гетеропереходов, приводящее к

сокращению рекомбинационных потерь в эмиттерном слое, позволяет увеличить КПД на величину порядка 3%. При этом средние субэлементы GaInP/GaInAs/Ge КСЭ, содержащие гетеропереходы AlInP/GaInAs или AlGaAs/GaInAs обладают большим напряжением холостого хода, по сравнению с гетеропереходом GaInP/GaInAs, вследствие меньшего влияния плотности поверхностных состояний на их характеристики, а КПД таких структур превышает КПД GaInP/GaInAs гетероперехода на величину порядка 2%.

4.7 Выводы

Были созданы германиевые ФЭП *n-p* полярности с током короткого замыкания 58.13 mA/cm^2 , напряжением холостого хода порядка 0.26 В при засветке одним солнцем AM0, максимальным значением фактора заполнения ВАХ 71% при 10 солнцах спектра AM0 и максимальным КПД 10.29% при 36 солнцах (AM0).

Было показано, что при выращивании на подложке Ge верхних субэлементов КСЭ происходит заглублиение диффузионного перехода в подложке со 140 нм для однопереходного ФЭП к 500 нм для GaAs/Ge двухпереходного ФЭП и до 700 нм для трехпереходного GaInP/GaInAs/Ge КСЭ. При этом значение диффузионной длины в эмиттере не изменяется и составляет 400 нм.

Были созданы GaAs ФЭП *p-n* и *n-p* полярностей, спектральные характеристики которых практически не отличались. Однако напряжение холостого хода, FF и КПД структуры *n-p* полярности превосходили последние для структуры *p-n* полярности. Максимальный КПД составил 25.33% при 90 солнцах (AM1.5D) для структуры *p-n* полярности и 23.42 при 50 солнцах (AM1.5D) для структуры *n-p* полярности.

Увеличение количества субэлементов КСЭ приводило к уменьшению диффузионных длин неосновных носителей заряда в слоях Ga(In)As субэлементов. При этом в эмиттере диффузионная длина менялась от 500 нм для однопереходного ФЭП к 300 нм для двух- и трехпереходных КСЭ на основе

GaInP/GaAs и GaInP/GaInAs/Ge, а в базах от 10 мкм для однопереходной структуры к 8 мкм для GaInP/GaAs и до 4 мкм для GaInP/GaInAs/Ge КСЭ.

Были созданы GaInP СЭ *n-p* полярности. Ток короткого замыкания GaInP ФЭП составлял порядка 18 мА/см² напряжение холостого хода порядка 1.35 В при засветке одним солнцем AM1.5D, максимальное значение фактора заполнения ВАХ 87% при 50 солнцах спектра AM1.5D, а максимальный КПД составил 15.7% при 100 солнцах (AM1.5D).

Получены двухпереходные КСЭ на основе GaInP/GaAs и обеспечено согласование их фототоков для спектров AM0 и AM1.5D посредством изменения толщины GaInP субэлемента. Продемонстрированы значения КПД: 24.9% при преобразовании прямого космического спектра AM0, 27.2% при преобразовании слабо концентрированного космического спектра AM0 (30 солнц) и 30% при преобразовании концентрированного наземного спектра AM1.5D.

Получены трехпереходные GaInP/GaInAs/Ge КСЭ, оптимизированные для преобразования прямого космического и сильно концентрированного наземного спектров. Такие КСЭ продемонстрировали эффективность преобразования около 30% при освещении прямым космическим спектром AM0 и 40% при концентрации 500 солнц (AM1.5D).

Теоретически показано, что для среднего субэлемента, выполненного с сильно легированным эмиттерным слоем GaAs или GaInAs, низкие значения времени жизни неосновных носителей заряда приводят к рекомбинации значительного количества фотогенерированных носителей, что выражается в падении напряжения и тока, генерируемых средним переходом.

Показано, что при использовании широкозонных эмиттерных слоев AlInP, GaInP или AlGaAs рекомбинационные потери в GaInAs субэlemente значительно сокращаются. При этом в случае, когда время жизни ННЗ в базе превосходит 10 нс, происходит увеличение напряжения холостого хода и КПД ФЭП, практически не зависящее от времени жизни ННЗ в эмиттере.

Показано, что для $n\text{-AlInP}/p\text{-GaInAs}$ и $n\text{-AlGaAs}/p\text{-GaInAs}$ гетеропереходов вплоть до плотности состояний на гетероинтерфейсе $D_{it}=10^{11} \text{ см}^{-2}\cdot\text{эВ}^{-1}$ поверхностные состояния не влияют на значения U_{xx} и η , в то время как субэлемент на основе $n\text{-GaInP}/p\text{-GaInAs}$ гетероперехода обладает намного более высокой чувствительностью к плотности поверхностных состояний, и значительное сокращение U_{xx} и η наблюдается уже при $D_{it}=10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$.

Показано, что при величинах времени жизни в базовом слое (τ_b) порядка 10^{-8} сек и в эмиттерном слое (τ_e) порядка 10^{-11} сек, использование гетеропереходов, приводящее к сокращению рекомбинационных потерь в эмиттерном слое, позволяет увеличить КПД ФЭП на величину порядка 3%.

Заключение

В ходе диссертационной работы были получены следующие основные результаты:

1. Проведены расчеты коэффициентов сбора фотогенерированных носителей из слоев эмиттеров и баз для КСЭ на основе GaInP/GaInAs/Ge, установлена разница сбора носителей из базы и эмиттера ФЭП на основе германия. Показано, что для всех эмиттеров сбор порядка 95% достигается при трехкратном превышении диффузионной длины над толщиной слоя, а сбор в 95% для баз GaAs и GaInP субэлементов достигается уже при двукратном превосходстве диффузионной длины над толщиной слоя. Сделан вывод о преимуществе GaAs *p-n* полярности, ввиду того, что при высоких уровнях легирования ($\sim 10^{18}$ см⁻³) *p*-GaAs слои обладают большими диффузионными длинами, по сравнению с *n*-GaAs, а при низких ($< 10^{17}$ см⁻³) *p*-GaAs слои обладают меньшими диффузионными длинами, по сравнению с *n*-GaAs.

2. Проведено численное моделирование структур GaInP ФЭП и установлено, что падение характеристик ФЭП *p-n* полярности связано с большим разрывом валентной зоны ΔE_v для GaAs/AlInP и AlInP/GaInP интерфейсов *p-n* структуры, что приводит к формированию высокого потенциального барьера (около 0.54 эВ) для дырок. При этом для структуры *n-p* полярности барьеры для основных носителей (электронов), проходящих через слой широкозонного окна, не превышает 0.15 эВ, и не ограничивает их транспорт. Показано, что для GaInP ФЭП *n-p* полярности особенности зонной диаграммы приводят к тому, что при увеличении плотности дефектов на интерфейсе окно/эмиттер дырки оттягиваются от границы под действием электрического поля. Предложено использование слоя *p*-GaInP в качестве ТПБ среднего GaInAs субэлемента и показано, что в случае использования слоя *p*-(Al_xGa_{1-x})_{0.52}In_{0.48}P при «х» меньше 25% высота барьера для дырок на гетеропереходе оказывается достаточно мала, чтобы обеспечить

эффективный транспорт носителей.

3. Показано, что использование нуклеационного слоя GaInP с оптимальной толщиной GaInP слоя (170-180 нм) приводит к дополнительному возрастанию фототока Ge субэлемента на величину порядка 1.5 мА/см^2 за счет уменьшения отражения света от поверхности Ge субэлемента, при этом теоретически оптимизированы оптические потери в структурах КСЭ, что позволило повысить фототок, генерируемый средним GaInAs субэлементом на величину порядка 2.5 мА/см^2 .

4. Обнаружен загиб на зависимости напряжения холостого хода от плотности падающего излучения для КСЭ на основе GaInP/GaAs/Ge, что было обусловлено наличием встречного фото-ЭДС возникающего в структуре КСЭ из-за присутствия туннельных диодов, представляющих собой встречно включенные *p-n* переходы, что было подтверждено численным моделированием. Было показано, что наблюдаемое встречное фото-ЭДС возникает в верхнем туннельном диоде и связано с заметным поглощением фотонов в слое тыльного потенциального барьера (ТПБ) *p*-GaInP, и предложено использование слоя *p*-(Al_{0.2}Ga_{0.8})_{0.52}In_{0.48}P в качестве ТПБ верхнего субэлемента для нивелирования встречного фото-ЭДС.

5. Впервые показано, что при выращивании на подложке Ge верхних субэлементов КСЭ происходит заглублием диффузионного перехода в подложке со 140 нм для однопереходного ФЭП к 500 нм для GaAs/Ge двухпереходного ФЭП и до 700 нм для трехпереходного GaInP/GaInAs/Ge КСЭ. При этом значение диффузионной длины в эмиттере не изменяется и составляет 400 нм. В случае GaInAs субэлементов в эмиттере диффузионная длина менялась от 500 нм для однопереходного ФЭП к 300 нм для двух- и трехпереходных КСЭ на основе GaInP/GaAs и GaInP/GaInAs/Ge, а в базах от 10 мкм для однопереходной структуры к 8 мкм для GaInP/GaAs и до 4 мкм для GaInP/GaInAs/Ge КСЭ.

6. Показано, что для среднего субэлемента, выполненного с сильно

легированным эмиттерным слоем GaAs или GaInAs, низкие значения времени жизни неосновных носителей заряда приводят к рекомбинации значительного количества фотогенерированных носителей, что выражается в падении напряжения и тока, генерируемых средним переходом, и предложено использование широкозонных эмиттерных слоев AlInP, GaInP или AlGaAs для сокращения рекомбинационных потерь. При этом при величинах времени жизни в базовом слое (τ_b) порядка 10^{-8} сек и в эмиттерном слое (τ_e) порядка 10^{-11} сек, использование гетеропереходов, приводящее к сокращению рекомбинационных потерь в эмиттерном слое, позволяет увеличить КПД ФЭП на величину порядка 3%.

Публикации по теме диссертации**Публикации в периодических научных изданиях, рекомендованных ВАК:**

- A1. V. M. Lantratov, N. A. Kalyuzhnyĭ, S. A. Mintairov, N. Kh. Timoshina, M. Z. Shvarts and V. M. Andreev, High-efficiency dual-junction GaInP/GaAs tandem solar cells obtained by the method of MOCVD, // Semiconductors vol.41, (2007) #6, pp. 727-731.
- A2. A.S. Gudovskikh, N.A. Kaluzhniy, V.M. Lantratov, S.A. Mintairov, M.Z. Shvarts, V.M. Andreev, Numerical modelling of GaInP solar cells with AlInP and AlGaAs windows // Thin Solid Films, v.516 (2008), 20 pp: 6739-6743.
- A3. A.S. Gudovskikh, R. Chouffot, J.P. Kleider, N.A. Kaluzhniy, V.M. Lantratov, S.M. Mintairov, J. Damon-Lacoste, D. Eon, P. Roca i Cabarrocas, P. Ribeyron, New method for interface characterization in heterojunction solar cells based on diffusion capacitance measurements, // Thin Solid Films, v.516 (2008), 20 pp: 6786-6790.
- A4. С.А. Блохин, А.В. Сахаров, А.М. Надточий, А.С.Паюсов, М.В. Максимов, Н.Н. Леденцов, А.Р. Ковш, С.С. Михрин., В.М. Лантратов, С.А. Минтаиров, Н.А. Калюжный. М.З. Шварц, Фотоэлектрические преобразователи AlGaAs/GaAs с массивом квантовых точек InGaAs, // 2009, ФТП, т.43, 4 страницы: 537-542.
- A5. В.М. Емельянов, С.А. Минтаиров, Н.А. Калюжный, В.М. Лантратов, Внешний квантовый выход фотоответа каскадных солнечных элементов, // 2009, НТВ СПбГПУ, т.2(77) стр.:14-23.
- A6. A.S. Gudovskikh, N.A. Kalyuzhnyy, V.M. Lantratov, S.A. Mintairov, M.Z. Shvarts, V.M. Andreev, Свойства границ раздела в солнечных элементах на основе GaInP, // Физика и техника полупроводников (2009) Vol. 43, No. 10, pp. 1403-1408.

- A7. A.S. Gudovskikh, J. P. Kleider, R. Chouffot, N.A. Kalyuzhnyy, S.A. Mintairov, and V.M. Lantratov, III-phosphides heterojunction solar cell interface properties from admittance spectroscopy, // J. Phys. D: Appl. Phys. 42 (2009) 165307 (9pp).
- A8. A.S. Gudovskikh, J. P. Kleider, N.A. Kalyuzhnyy, V.M. Lantratov, S.A. Mintairov, Band structure at heterojunction interfaces of GaInP solar cells, // Solar Energy Materials & Solar Cells 94 (2010) pp.1953–1958.
- A9. S.A. Mintairov, V.M. Andreev, VM, V.M. Emelyanov, N.A. Kalyuzhnyy, N.K. Timoshina, M.Z. Shvarts, V.M.Lantratov, Study of minority carrier diffusion lengths in photoactive layers of multijunction solar cells, // Semiconductors (2010,) v.44, 8 pp: 1084-1089.
- A10. Н.А. Калюжный, А.С. Гудовских, В.В. Евстропов, Лантратов, В.М. С.А. Минтаиров, Н.Х. Тимошина, М.З. Шварц, В.М. Андреев Германиевые субэлементы для многопереходных фотоэлектрических преобразователей GaInP/GaInAs/Ge, // ФТП, 44 (11), 1568-1576 (2010).
- A11. В.М. Емельянов, Н.А. Калюжный, С.А. Минтаиров, М.З. Шварц, В.М. Лантратов Многопереходные солнечные элементы с брэгговскими отражателями на основе структур GaInP/GaInAs/Ge, // ФТП, 44 (12), 1649-1654 (2010).
- A12. V. M. Lantratov, V. M. Emelyanov, N. A Kalyuzhnyy, S. A. Mintairov, M. Z. Shvarts. Improvement of radiation resistance of Multijunction GaInP/Ga(In)As/Ge solar cells with application of Bragg reflectors, // Advances in Science and Technology Vol. 74 (2010) pp 225-230.
- A13. A.S. Gudovskikh, K.S. Zelentsov, N.A.Kalyuzhnyy, V.M. Lantratov, S.A. Mintairov, J.P.Kleider, Characterization of GaInP/Ge heterostructure solar cells by capacitance measurements at forward bias under illumination, // Energy Procedia, v.3, pp. 76-83, 2011 ELSEVIER.
- A14. М.А. Минтаиров, В.В. Евстропов, Н.А. Калюжный, С.А. Минтаиров, Н.Х. Тимошина, М.З. Шварц, В.М. Лантратов, Фотоэлектрическое определение

последовательного сопротивления многопереходных солнечных элементов, // ФТП, 46 (8), стр.1074-1081 (2012).

- A15. A S Gudovskikh , K S Zelentsov , N A Kalyuzhnyy , V V Evstropov , V M Lantratov and S A Mintairov, Interface properties of GaInP/Ge hetero-structure sub-cells of multi-junction solar cells, //J. Phys. D: Appl. Phys. 45 (2012) 495305 (6pp).
- A16. М.А. Минтаиров, В.В. Евструпов, Н.А. Калюжный, С.А. Минтаиров, Н.Х. Тимошина, М.З. Шварц, В.М. Р.А. Салий, В.М. Лантратов Разностный способ получения темновой вольт-амперной характеристики и ее виды для остаточной (негенерирующей) части многопереходного солнечного элемента, // 2014, ФТП, т.48, 5 страницы: 671-676
- A17. N. A. Kalyuzhnyy, V. V. Evstropov, V. M. Lantratov, S. A. Mintairov, M. A. Mintairov, A. S. Gudovskikh, A. Luque, and V. M. Andreev, Characterization of the Manufacturing Processes to Grow Triple-Junction Solar Cells, // International Journal of Photoenergy, vol. 2014 (2014).
- A18. М.А.Минтаиров, В.В.Евструпов, С.А.Минтаиров, Н.Х.Тимошина, М.З.Шварц, Н.А.Калюжный, Оценка потенциальной эффективности многопереходного солнечного элемента при предельном балансе фотогенерированных токов // ФТП, 2015, т. 49, выпуск 5, стр.682-687.

Главы в монографиях:

- A19. A. S. Gudovskikh, N. A. Kalyuzhnyy, S. A. Mintairov, V. M. Lantratov, Chapter 18. Interfaces in III–V High Efficiency Solar Cells, В книге (сборнике): High-Efficiency Solar Cells. Physics, Materials, and Devices Springer Series in Materials Science, v.190, pp: 545-570, 2014 656 стр., SPRINGER INTERNATIONAL PUBLISHING ISSN: 0933-033X ISBN: 978-3-319-01987-1

Патенты РФ:

- A20. В.М. Андреев, Н.А. Калюжный, В.М. Лантратов, С.А. Минтаиров Многослойный фотопреобразователь, RU 2364007 C1, Опубликовано: 10.08.2009

- A21. В.М. Андреев, Н.А. Калюжный, В.М. Лантратов, С.А. Минтаиров Способ получения структуры многослойного фотоэлектрического преобразователя, RU 2366035 С1, Опубликовано: 27.08.2009,
- A22. В.М. Андреев, Н.Д. Ильинская, Н.А. Калюжный, В.М. Лантратов, С.А. Минтаиров, А.В. Малевская Способ изготовления чипов многослойных фотопреобразователей, RU 2368038 С1, Опубликовано: 20.09.2009, Бюл. № 26.
- A23. В.М. Андреев, Н.Д. Ильинская, Н.А. Калюжный, В.М. Лантратов, С.А. Минтаиров, А.В. Малевская Способ изготовления фотоэлектрических преобразователей на основе многослойной структуры, RU 2354009 С1, Опубликовано: 27.04.2009, Бюл. № 12
- A24. В.М. Андреев, Н.А. Калюжный, В.М. Лантратов, С.А. Минтаиров, В.М. Емельянов Каскадный фотопреобразователь и способ его изготовления, RU 2382439 С1, Опубликовано: 20.02.2010
- A25. В.М. Андреев, Н.Д. Ильинская, Н.А. Калюжный, В.М. Лантратов, С.А. Минтаиров, А.В. Малевская Способ изготовления чипов фотоэлектрических преобразователей, RU 2391744 С1, Опубликовано: 10.06.2010 Бюл. № 16
- A26. В.М. Андреев, Н.Д. Ильинская, Н.А. Калюжный, В.М. Лантратов, С.А. Минтаиров, А.В. Малевская Способ изготовления каскадных солнечных элементов (варианты), RU 2391745 С1, Опубликовано: 10.06.2010 Бюл. № 16
- A27. В.М. Андреев, Н.Д. Ильинская, Н.А. Калюжный, В.М. Лантратов, С.А. Минтаиров, А.В. Малевская Способ получения чипов солнечных фотоэлементов, RU 2419918 С1, Опубликовано: 27.05.2011 Бюл № 15
- A28. В.М. Андреев, Н.А. Калюжный, В.М. Лантратов, Ф.Е.Солдатенков, А.А. Усикова Способ формирования контакта для наногетероструктуры фотоэлектрического преобразователя на основе арсенида галлия, RU 2428766 С1, Опубликовано: 10.09.2011 Бюл. № 25
- A29. В.М. Андреев, Н.А. Калюжный, В.М. Лантратов, С.А. Минтаиров, А.С. Гудовских Многопереходный преобразователь, RU 24442242 Опубликовано:10.02.2012.
- A30. В.М. Андреев, Н.А. Калюжный, В.М. Лантратов, С.А. Минтаиров Концентраторный каскадный фотопреобразователь RU 2515210 С1, Опубликовано: 10.09.2011 Бюл. № 25
- A31. В.М. Андреев, Н.А. Калюжный, В.М. Лантратов, С.А. Минтаиров Многопереходный солнечный элемент RU 2539103 С1, Опубликовано: 10.01.2015 Бюл. № 1

Тезисы докладов и труды конференций:

- A32. С.А. Минтаиров Солнечные элементы на основе AlGaAs с Брегговскими зеркалами, // Тез. Докл. на II-й Всероссийской молодежной конференции по физике полупроводников и полупроводниковой опто- и наноэлектронике, 4-8 декабря 2000г, НОЦ ФТИ
- A33. V.M. Andreev, I.V. Kochnev, V.M. Lantratov, S.A. Mintairov, V.D. Rumyantsev, M.Z. Shvarts Ultra-violet Sensitive Infra-red Reflective AlGaAs/GaAs Solar Cells With Two Bragg Reflectors, // Proceedings of the 16th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Glasgow, May 2000.
- A34. M.Z. Shvarts, P.Y. Gazaryan, N.A. Kaluzhniy, V.P. Khvostikov, V.M. Lantratov, S.A. Mintairov, S.V. Sorokina, N.K. Timoshina, InGaP/GaAs-GaSb and InGaP/GaAs/Ge-InGaAsSb Hybrid Monolithic/Stacked Tandem Concentrator Solar Cells // Proceedings of the 21st European Photovoltaic Solar Energy Conference, Dresden, Germany, 4-8 September, 2006, pp133-136.
- A35. V.M. Andreev, N.A. Kalyuzhnyy, V.M. Lantratov, S.A. Mintairov, M.Z. Shvarts, N.K. Timoshina, Concentrator GaInP/GaAs tandem solar cells with in-situ monitoring of the MOCVD growth, // Proceedings of the 22th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Milan, Italy, 3-7 September, 2007, pp542-547.
- A36. V.S. Kalinovsky, V.M. Andreev, V.V. Evstropov, N.A. Kaluzhniy, V.P. Khvostikov, V.M. Lantratov & S.A. Mintairov, Current Flow Mechanisms and Potential Efficiency of Single- and Multi-Junction Solar Cells, // Proceedings of the 22nd European Photovoltaic Solar Energy Conference, Milan, Italy, 3-7 September 2007, pp. 675-679.
- A37. N.A. Kalyuzhnyy, V.M. Lantratov, S.A. Mintairov, M.A. Mintairov, M.Z. Shvarts, N.Kh. Timoshina and V.M. Andreev , In-situ monitoring during mocvd growth of the triple-junction GaInP/Ga(In)As/Ge solar cells, // Proceedings of the 23th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Valencia, Spain, 1-5 September, 2008, pp.803-810.

- A38. V.S. Kalinovsky, V.V. Evstropov, N.A. Kaluzhniy, V.M. Lantratov, S.A. Mintairov and V.M. Andreev, Structure of the dark I-V characteristic of multijunction solar cells and their efficiency, Proceedings of the 23th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Valencia, Spain, 1-5 September, 2008, pp. 773-776.
- A39. V.M. Andreev, V.M. Emelyanov, N.A. Kalyuzhnyy, V.M. Lantratov, S.A. Mintairov, M.Z. Shvarts, N.K. Timoshina., Rated external quantum efficiency of III-V multijunction solar cells, Proceedings of the 23th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Valencia, Spain, 1-5 September, 2008, pp.375-380.
- A40. A.S. Gudovskikh, J. P. Kleider, R. Chouffot, N.A. Kalyuzhnyy, V.M. Lantratov, S.A. Mintairov, Study of GaInP heterojunction solar cell interface properties by admittance spectroscopy, Proceedings of the 23th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Valencia, Spain, 1-5 September, 2008, pp.358-353.
- A41. М.А. Минтаиров, С.Б. Мусалинов, Особенности фотоэлектрических свойств многопереходных (InGaP/GaAs и InGaP/GaAs/Ge) монокристаллических солнечных элементов при концентрированном солнечном освещении. // Тезисы 10-й всероссийской молодежной конференции по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектроник, СПб, 1-5 декабря 2008.
- A42. N.A. Kalyuzhnyy, S.A. Mintairov, M.A. Mintairov & V.M. Lantratov, Investigation of photovoltaic devices crystallization in mocvd with in-situ monitoring, // Proceedings of the 24nd European Photovoltaic Solar Energy Conference, Hamburg, Germany, 21-25 September, 2009, pp.538-544.
- A43. M.A., Mintairov, V.V. Evstropov, N.A. Kalyuzhnyy, V.S. Kalinovsky, S.A. Mintairov, V.M. Lantratov Peculiarities of photovoltaic characteristics and equivalent circuits of GaInP/GaAs and GaInP/GaAs/Ge multijunction monolithic solar cells, // Catalogue of abstracts of the 3rd Nordic PV Conference Tallinn, Estonia, 18-19 May 2009

- A44. Н.А. Калюжный, Р.А. Салий, С.А. Минтаиров, В.В. Евстропов Германиевые р-п переходы, сформированные при МОС-гидридной эпитаксии для термофотовольтаических преобразователей и трехпереходных солнечных элементов GaInP/GaAs/Ge, // тезисы докладов конференции по физике и астрономии для молодых ученых Санкт-Петербурга и Северо-запада («Физика.СПб»), 29-30 октября 2009г, стр. 65.
- A45. Р.А. Салий, Н.А. Калюжный, С.А. Минтаиров, В.М. Лантратов, Влияние механизмов протекания тока на эффективность солнечных элементов и термофотопреобразователей на основе германия, // Тез. Докл. XI Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике, 30 ноября- 4 декабря 2009 г., Санкт-Петербург, стр. 105.
- A46. К.С. Зеленцов, Н.А. Калюжный, С.А. Минтаиров, А.С. Гудовских Теоретическая оценка перспективности использования анизотропных гетеропереходов на основе соединений АЗВ5 в каскадных солнечных элементах, // Тез. Докл. XI Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике, 30 ноября- 4 декабря 2009 г., Санкт-Петербург, стр. 104.
- A47. М.А. Минтаиров, В.М. Лантратов, В.В. Евстропов, Н.А. Калюжный, С.А. Минтаиров, Поведение трех-переходных GaInP/GaInAs/Ge СЭ при высоких кратностях концентрирования солнечного освещения, // Тез. Докл. XI Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике, 30 ноября- 4 декабря 2009 г., Санкт-Петербург, стр. 112.
- A48. В.М. Емельянов, С.А. Минтаиров, Н.А. Калюжный, В.М. Лантратов Оптимизация толщин слоев космических GaInP/GaInAs/Ge СЭ для увеличения фототока, // Тез. Докл. XI Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и наноструктур,

полупроводниковой опто- и наноэлектронике, 30 ноября- 4 декабря 2009 г., Санкт-Петербург, стр. 116.

- A49. N.A. Kalyuzhnyy, A.S. Gudovskikh, V.V. Evstropov, V.M. Lantratov, S.A. Mintairov, N.Kh. Timoshina, M.Z. Shvarts, V.M. Andreev, Current flow and efficiency of Ge p-n junctions in triple-junction GaInP/Ga(In)As/Ge solar cells for space applications, // Proceedings of the 25th European Photovoltaic Solar Energy Conference and 5th World Conference on Photovoltaic Energy Conversion, Valencia, Spain, 6-10 September, 2010, pp.865-871.
- A50. V.M. Emelyanov, N.A. Kalyuzhnyy, M.A. Mintairov, S.A. Mintairov, M.Z. Shvarts, V.M. Lantratov Distributed resistance effects simulation in concentrator MJ SCs using 3D-network model, // Proceedings of the 25th European PV Solar Energy Conference and Exhibition, Valencia, Spain, 6-10 September 2010, pp: 406-411.
- A51. A.S. Gudovskikh , K.S. Zelentsov , N.A. Kalyuzhnyy, V.M. Lantratov , S.A. Mintairov, Anisotype GaAs based heterojunctions for iii-v multijunction solar cells, // Proceedings of the 25th European Photovoltaic Solar Energy Conference and 5th World Conference on Photovoltaic Energy Conversion, Valencia, Spain, 6-10 September, 2010, pp.865-871.
- A52. A.S. Vlasov, V.P. Khvostikov, L.B. Karlina, S.V. Sorokina, N.S. Potapovich, M.Z. Shvarts, N.Kh. Timoshina, V.M. Lantratov, S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, E.P. Rakova, V.I. Vasil'ev, V.M. Andreev Spectral splitting CPV modules with AlGaAs/GaAs/GaSb and GaInP/GaAs/InGaAs(P) solar cells, // Proceedings of the 26th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition, 5-9 September 2011, Hamburg, Germany, pp. 113-136.
- A53. M.A. Mintairov, V.V. Evstropov, N.A. Kalyuzhnyy, S.A. Mintairov, V.D. Rumyantsev, N.K. Timoshina, M.Z. Shvarts, V.M. Lantratov, Determination of Series Resistance of Multijunction Solar Cells by Using their Photoelectric Characteristic // Proceedings of the 24th European PV Solar Energy Conference and Exhibition, Frankfurt, Germany, 24-28 September 2012, pp: 459-463

- A54. M.Z. Shvarts, E.A. Aronova, V.M. Emelyanov, N.A. Kalyuzhnyy, V.M. Lantratov, S.A. Mintairov, A.A. Soluyanov, N.Kh Timoshina, Multijunction Solar Cell With Intermediate IR Reflector, // 8th International Conference on Concentrating Photovoltaic Systems (CPV-8) Book Series: AIP Conference Proceedings V: 1477 (2012) Pages: 28-31.
- A55. K.S. Zelentsov, A.S. Gudovskikh, N.A. Kalyuzhnyy, V.M. Lantratov, S.A. Mintairov, J. Alvarez, J. P. Kleider. Characterization of the III-V/Ge interface by capacitance measurements for III-V multijunction solar cells development // EMRS Spring Meeting, Strasbourg, France, 27-31 May 2013, D.PII. 83
- A56. M.Z. Shvarts, A.S. Gudovskikh, N.A. Kalyuzhnyy, S.A. Mintairov, A.A. Soluyanov, N.Kh. Timoshina, A. Luque High intensity low temperature (HILT) performance of space concentrator GaInP/GaInAs/Ge MJ SCs, // Proceedings of the 10th Int. Conf. on Concentrating Photovoltaics (CPV-10), 7-9 April 2014, Albuquerque, NM, USA. AIP Conf. Proc., v. 1616, 2014, pp. 29-32.
- A57. K.S. Zelentsov, A.S. Gudovskikh, N.A. Kalyuzhnyy, S.A. Mintairov. Study of diffusion processes at the III-V/IV interface in multijunction solar cells // E-MRS Spring Meeting 2014, Lille, France, 26-30 May 2014, X.7-2
- A58. M.A. Mintairov, V.V. Evstropov, N.A. Kalyuzhnyy, S.A. Mintairov, M.Z. Shvarts, N.Kh. Timoshina Photogenerated currents imbalance in MJ SC: IV curve and efficiency variations, // Proceedings of the 10th Int. Conf. on Concentrating Photovoltaics (CPV-10), 7-9 April 2014, Albuquerque, NM, USA
- A59. V.M. Andreev, A. Luque, V.M. Emelyanov, N.A. Kalyuzhnyy, S.A. Mintairov, M.Z. Shvarts, Nanostructured III-V Solar Cells // XII International Conference on Nanostructured Materials (NANO 2014) July 13-18, 2014 Moscow, Russia.
- A60. A.S. Vlasov, V.M. Emelyanov, E.S. Aronova, O.I. Chosta, N.A. Kalyuzhnyy, S.A. Mintairov, M.Z. Shvarts and A.N. Trufanov Radiation resistant III-V photovoltaic converters for ultimate applications, // Proceedings of the 29th European PV Solar Energy Conference and Exhibition, 22-25 September 2014, Amsterdam, The Netherlands.

- A61. A.S. Vlasov, V.M. Emelyanov, E.S. Aronova, O.I. Chosta, N.A. Kalyuzhnyy, S.A. Mintairov, M.Z. Shvarts and A.N. Trufanov Radiation resistant III-V photovoltaic converters for ultimate applications, // Proceedings of the 29th European PV Solar Energy

Список литературы

1. Einstein, A. Concerning an Heuristic Point of View Toward the Emission and Transformation of Light //Ann. Phys. 17, 132 1905
2. <http://www.nrel.gov/>
3. ASTM G-173-03 (International standard ISO 9845-1, 1992) (<https://www.iso.org/obp/ui/#iso:std:17723:en>)
4. Becquerel A. E. Mémoire sur les effets électriques produits sous l'influence des rayons solaires // Comptes Rendus 9 (1839) pp. 561–567
5. Chapin D.M., Fuller C.S., Pearson G.L. A new silicon p-n junction photocell for converting solar radiation into electrical power // J.Appl.Phys. – 1954. – v. 25, № 5 – pp. 676–678
6. Raynolds D.C., Leies G., Antes L.L., Marbutger R.E. Photovoltaic effect in cadmium sulfide // Phys. Rev. – 1954. – v. 96 – p. 533
7. РЫВКИН С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. //М: Физматгиз, 1963. – 496 с
8. Shockley W. The theory of p-n junctions in semiconductors and p-n junction transistors // Bell.Sys.Tech.J. – 1949. – v.28, № 8 – pp. 435-489
9. Cumberow R.L. Photovoltaic effect in p-n junction // Phys. Rev. – 1954. – v.95, № 1 – pp. 16-21.
10. Cumberow R.L. Use of silicon p-n junctions for converting solar energy to electrical energy // Phys. Rev. – 1954. – v.95, № 2 – pp. 561-562.
11. Фаренбрух А., Бьюб Р. Солнечные элементы: теория и эксперимент //Пер. с

- англ. под ред. М.М. Колтуна – М.: Энергоатомиздат, 1987. – 280 с.
12. Васильев А.М., Ландсман А.П. Полупроводниковые преобразователи, М.:«Сов.Радио», 1971. – 248 с.
 13. Novel H.J. Solar Cell. Semiconductors and Semimetals. Ed. by R.K. Willardson, A.C. Beer – New York, Academic Press, 1975, v.11.
 14. Андреев В.М., Грилихес В.А., Румянцев В.Д. Фотоэлектрическое преобразование концентрированного солнечного излучения. – Л.: Наука, 1989. – 310 с.
 15. Зи С., Физика полупроводниковых приборов – М, «Мир», 1984 г., т.2 – 455 стр. [Пер. с англ.: S.M. Sze. Physics of Semiconductor Devices (John Wiley & Sons, 1981)].
 16. Hu C, White RM., Solar Cells: //From Basic to Advanced Systems. New York: McGraw-Hill; 1983.
 17. Auger P. Sur les rayons β secondaires produits dans un gaz par des rayons X. // C.R.A.S. 1923 ;177:169-171.
 18. Shockley W, Read WT. Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons. // Physical Review. 1952 ;87:835
 19. Трищенко М. А. Фотоприемные устройства и ПЗС // М., «Радио связь», 1992 - глава 1.2 – 49 стр.
 20. C. T. Sah, R. N. Noyce, and W. Shockley // Proc. IRE 45, 1228 (1957)
 21. Mayberry C.S., Reinhardt K.C., Kreifels T.L., Monolithic crystalline multijunction solar cell development and analysis at the US Air Force research laboratory // Renewable Energy. – 2003. – v. 28 – pp. 1729–1740.
 22. Нанавати. Р.П., Введение в полупроводниковую электронику // М., «Связь», 1965 [Пер. с англ.: R.P. Nanavati. An Introduction to Semiconductor Electronics, ed. by E. Burstein and S. Lundqvist (NY, McGraw-Hill, 1963)].
 23. Shockley W. The theory of p-n junctions in semiconductors and p-n junction

- transistors // *Bell. Sys. Tech. J.* v.28, № 8 (1949) pp. 435-489.
24. M. S. Swaleh and M. A. Green. Effect of shunt resistance and bypass diodes on the shadow tolerance of solar cell modules // *Solar cells*, 5 (1982) 183 - 198
 25. J. F. Geisz, M. A. Steiner, I. García, S. R. Kurtz, and D. J. Friedman. Enhanced external radiative efficiency for 20.8% efficient single-junction GaInP solar cells . // *Appl. Phys. Lett.* 103, 041118 (2013)
 26. Архипов Х.К., Румянцев В.Д. Солнечные элементы с распределенными параметрами: Вольтамперные характеристики при равномерном и неравномерном освещении // *Гелиотехника*, 4 (1983) стр.6-10.
 27. Алферов Ж.И., Андреев В.М., Румянцев В.Д.. Тенденции и Перспективы Развития Солнечной Фотоэнергетики // *ФТП* т. 38 (8) (2004) с. 937–949.
 28. Andreev V.M., Grilikhes V.A., Rumyantsev V.D. Photovoltaic Conversion of Concentrated Sunlight – John Wiley & Sons Ltd, 1997 – 289 p.
 29. Andreev V.M., Khvostikov V.P., Rumyantsev V.D., Pavleeva E.V., Shvarts M.Z., Algora C. 5800 suns AlGaAs/GaAs Concentrator Solar Cells // *Technical Digest of the International PVSEC-11* (Sapporo, Japan, 1999) p.147-148.
 30. Rumyantsev V.D., Hein M., Andreev V.M., Bett A.W., Dimroth F., Lange G., Letay G., Shvarts M.Z., Sulima O.V. Concentrator array based on GaAs cells and Fresnel lens concentrators // *Proc. of the 16th EPSEC* (Glasgow, GB, 2000) p. 2312-2315.
 31. Hein M., Meusel M., Baur C., Dimroth F., Lange G., Siefer G., Tibbits T.N.D., Bett A.W., Andreev V.M., Rumyantsev V.D. Characterization of a 25% high-efficiency Fresnel lens modules with GaInP/GaInAs dual junction concentrator solar cells // *Proc. of the 17th EPSEC* (Munich, Germany, 2001) p. 496–499.
 32. Shvarts M.Z., Chosta O.I. , Grilikhes V.A. , Rumyantsev V.D., Soluyanov A.A. , Vanbegin J., Smekens G., Andreev V.M. // *Proc. of the 31th IEEE PVSC* (Lake Buena Vista, FL, 2005) p. 818.

33. Rumyantsev V.D., Andreev V.M., Sadchikov N.A., Bett A.W., Dimroth F., Lange G. Experimental installations with high-concentration PV modules using III-V solar cells // Proc. of the Conf. "PV in Europe" (Rome, Italy, 2002) p. 521-525.
34. Shvarts M.Z.; Andreev V.M.; Gorohov V.S. et. al.. Flat-plate Fresnel lenses with improved concentrating capabilities: Designing, manufacturing and testing // Proc. 33rd IEEE Photovolt. Specialists Conf. (San Diego, CA, USA, 2008) p. 4922751.
35. King R. R., Fetzer C. M., Edmondson K.M., et.al, Metamorphic III-V materials, sublattice disorder, and multijunction solar cell approaches with over 37% efficiency// 19th EPVSEC (Paris, France, 2004) pp. 3587-5393.
36. De Vos A. The distributed series resistance problem in solar cells // Solar Cells 12 (3) (1984) p. 311-327
37. M. S. Swaleh and M. A. Green. Effect of shunt resistance and bypass diodes on the shadow tolerance of solar cell modules // Solar cells, 5 (1982) 183 - 198
38. William Shockley and Hans J. Queisser. Detailed Balance Limit of Efficiency of pn Junction Solar Cells. // J. Appl. Phys. 32, 510 (1961)
39. Sharps P.R., Stan M.A., Aiken D. J., Newman F.D., Hills J.S., and Fatemi N.S., High efficiency multi-junction solar cells – past, present, and future” // 19th EPSEC (Paris, France, 7-11 June 2004) pp.3569- 3574.
40. Fraas L.M., Avery J.E., Huang H.X., Shifman E., Edmondson K. and King R.R., Toward 40% and higher solar cells in a new in a new cassegrainian PV module// Proc. of the 31st PVSC, Fl. (Lake Buena Vista, FL, 2005) pp.751-753
41. Yamaguchi M., Sumita T., Imaizumi M. et. al. Analysis for radiation-resistance of GaAs sub-cells for InGaP/GaAs/Ge 3-junction solar cells // Proc. of the 15th PVSEC (Shanghai, China, 2005), pp. 545-548.
42. Lamorte M. F. Cascade solar cells // U.S.Patent 4179702 (December 18, 1979)
43. Fraas L.M. & Knechtli R.C., Design of high efficiency monolithic stacked multi-junction solar cell» // In IEEE Photovoltaic Specialists Conference, 13th

- (Washington D.C., June 5-8, 1978); Conference record (A79-40881 17-44). N.Y. Institute of Electrical and Electronics Engineers, Inc., (1978) pp.886-891.
44. K. A. Bertness, Sarah R. Kurtz, D. J. Friedman, A. E. Kibbler, C. Kramer, and J. M. Olson. 29.5%-efficient GaInP/GaAs tandem solar cells. *Appl. Phys. Lett.* 65 (8), 22 August 1994.
 45. T. Takamoto, M. Yamaguchi, S. J. Taylor, E. Ikeda, T. Agui and H. Kurita. High-efficiency radiation-resistant InGaP/GaAs tandem solar cells. // 26th PVSC; Sept. 30- & t. 3, 1997.
 46. D.J. Friedman, J.M. Olson, S. Ward, T. Moriarty, K. Emery, Sarah Kurtz, A. Duda. Ge concentrator cells for III-V multijunction devices.// 2000.
 47. Richard R. King, Chris M. Fetzer, Peter C. Colter, Ken M. Edmondson, James H. Ermer, Hector L. Cotal, Hojun Yoon, Alex P. Stavrides, Geoff Kinsey, Dimitri D. Krut, N. H. Karam. High-Efficiency Space and Terrestrial Multijunction Solar Cells Through Bandgap Control in Cell Structures. // 0-7803-7471-1/02 2002 IEEE
 48. Richard R. King, Chris M. Fetzer, Peter C. Colter, Ken M. Edmondson, James H. Ermer, Hector L. Cotal, Hojun Yoon, Alex P. Stavrides, Geoff Kinsey, Dimitri D. Krut, N. H. Karam. Metamorphic iii-v materials, sublattice disorder, and multijunction solar cell approaches with over 37% efficiency. // 19th European Photovoltaic Solar Energy Conference, 7-11 June 2004, Paris, France.
 49. Richard R. King, Christopher M. Fetzer, Daniel C. Law, Kenneth M. Edmondson, Hojun Yoon, Geoffrey S. Kinsey, Dimitri D. Krut, James H. Ermer, Peter Hebert, B. Terence Cavicchi, and Nasser H. Karam. Advanced III-V multijunction cells for space.
 50. Richard R. King, Daniel C. Law, Kenneth M. Edmondson, Christopher M. Fetzer, Geoffrey S. Kinsey, Hojun Yoon, Dimitri D. Krut, James H. Ermer, Raed A. Sherif, Nasser H. Karam. Metamorphic Concentrator Solar Cells with Over 40% Conversion Efficiency. // 4th International Conference on Solar Concentrators (ICSC-4), El Escorial, Spain, 12-16 March 2007.

51. B.T. Cavicchi, D.D. Krut, D.R. Lillington, S.R. Kurtz, J.M. Olson. The design and evaluation of dual-junction GaInP/GaAs solar cells for space applications. 1991.
52. K. A. Bertness, Sarah R. Kurtz, D. J. Friedman, A. E. Kibbler, C. Kramer, and J. M. Olson. 29.5%-efficient GaInP/GaAs tandem solar cells. *Appl. Phys. Lett.* 65 (8), 22 August 1994.
53. P. K. Chiang, J. H. Ermer, W. T. Nishikawa. D. D. Krut, D. E. Joslin, J. W. Eldredge and B. T. Cavicchi. Experimental results of GaInP/GaAs/Ge triple junction cell development for space power systems. // PVSC, May E-17, 1996; Washington, D.C.
54. Friedman D.J., M.J. Olson T., Analysis of Ge junctions for GaInP/GaAs/Ge three - junction solar cells. // 2001.
55. Olson J.M., Gessert T., Al-Jassim M.M., GaInP₂/GaAs: a current- and lattice-matched tandem cell with a high theoretical efficiency // *Proc. of the 18th IEEE PVSC (1985) p.552.*
56. Olson J.M., Kurtz S.R., Kibbler A.E. A 21.8% GaInP₂/GaAs tandem solar cell// *Proc. of the 20th IEEE PVSC (Las Vegas, Nevada, 1989) p.777-780*
57. Takamoto T., Yamaguchi M., Taylor S.J., Ikeda E., Agui T., Kurita H., High-efficiency radiation-resistant InGaP/GaAs tandem solar cells // *Proc. of the 26th IEEE PVSC (Anaheim, CA, 1997) p.887.*
58. Takamoto T. T., Ikeda, E., Kurita, H., Ohmori, M., Yamaguchi M., Two-terminal monolithic In_{0.5}Ga_{0.5}P/GaAs tandem solar cells with a high conversion efficiency of over 30% // *Appl. Phys. Lett.* 70 (1997) pp.381-383.
59. Tsaur B.Y., Fun J.C.C., Turner G.W., Davis F.M., Gale R.P., Efficient Ga/Ge/Si solar cells // *Proc. of the 16th IEEE PVSC (1982) p.1143.*
60. Lewis C.R., Green R.T. and Werthen J.G., Two-junction monolithic cascade solar cell // *Appl. Phys. Lett.* 45 (1984) p.895.
61. Ludowise M.L., Cooper C.B. and Saxena R.R., The growth and characterization of

- uniform AlGaAs/GaAsAs by organometallic VPE // *Appl. Phys. Lett.* 43 (1983) p.468.
62. Lewis C.R., Ford C.W., Virshup G.F., Arau B.A., Green R.T. and Werthen J.G., A two-terminal, two-junction monolithic cascade solar cell in a lattice-mismatched system // *Proc. of the 18th IEEE PVSC (1985)* p.556.
 63. Hutchby J.A., Markunas R. J., Timmons M.L., Chiang P.K. and Bedair S.M. A review of multijunction concentrator solar cells // *Proc. of the 18th IEEE PVSC (1985)* pp.20-27.
 64. Fraas L.M., Cape, J.A.; McLeod, P.S.; Partain, L.D. Monolithic two-color, three-terminal GaInP/GaAsSb solar cells // *Proc. of the 17th IEEE PVSC (1984)* p.734.
 65. Takahashi K., Yamada S., Unno T., Kuma S. "Characteristics of GaAs solar cells on Ge substrate with a preliminary grown thin layer of AlGaAs" // *Solar Energy Materials and Solar Cells* 50 (1998) pp.169-176
 66. Hardingham C., Taylor S.J., Wood S.P., Cross T.A., Bogus K., Deltaff K. Qualification of large area industrial GaAs/Ge solar cell // *2th World Conf. On PVSEC (Vienna, Austria, 1998)* pp 3765-3768.
 67. Olson, J.M. Kurtz, S.R. Kibbler, A.E. and Faine, P. Recent Advances in High Efficiency GaInP₂/GaAs Tandem Solar Cells. // *Proc. 21st IEEE PVSC (Kissimmee, FL 21-25 May, 1990)* p. 24-29.
 68. Chiang P.K. , Krut D.D., Cavicchi B.T. , Bertness K.A. , Kurtz S.R., Olson J.M. Large Area GaInP₂/GaAs/Ge Multijunction Solar Cells for Space Applications. // *First World Conf. Potovolt. Energy Conv. (1994)* p. 2120-2123.
 69. Chiang P.K., Ermer J.H., Nishikawa W.T. , Krut D.D., Joslin D.E., Eldredge J.W., Cavicchi B.T., Olson J.M. Experimental Results of GaInP₂/GaAs/Ge Triple Junction Cell Development for Space Power Systems. // *Proc. 25th IEEE PVSC (Washington, D.C., 1996)* pp. 183-186.
 70. King R.R., Karam N.H., Ermer J.H., et. al. Next-generation, high-efficiency III-V multijunction solar cells // *Proc. 28th IEEE PVSC (Anchorage, 2000)* pp. 998-

1101.

71. Guter W., Schone J., Philipps S., Steiner M., Siefer G., Wekkeli A., Welser E., Oliva E., Bett A.W. and Dimroth F., Current-matched triple-junction solar cell reaching 41.1% conversion efficiency under concentrated sunlight // *App. Phys. Lett.* 94 (2009) p.223504.
72. R. R. King, D. C. Law, K. M. Edmondson, C. M. Fetzer, G. S. Kinsey, H. Yoon, R. A. Sherif and N. H. Karam // 40% efficient metamorphic GaInP/GaInAs/Ge multijunction solar cells, *Applied Physics Letters*, 90 (2007) p.183516
73. Friedman D.J., Olson J.M., Analysis of Ge junctions for GaInP/GaAs/Ge three-junction solar cells // *Prog. Photovolt.: Res. Appl.* 9 (2001) p.179
74. Karam, N.H.; King, R.R.; Cavicchi, B.T.; Krut, D.D.; Ermer, J.H.; Haddad, M.; Li Cai; Joslin, D.E.; Takahashi, M.; Eldredge, J.W.; Nishikawa, W.T.; Lillington, D.R.; Keyes, B.M.; Ahrenkiel, R.K. Development and characterization of high-efficiency Ga_{0.5}In_{0.5}P/GaAs/Ge dual- and triple-junction solar cells // *IEEE Transactions on Electron Devices* 46 (10) (1999) pp. 2116 – 2125.
75. Takamoto T., Agui T., Kamimura K. & Kaneiwa M., Multijunction solar cell technologies – high efficiency, radiation resistance, and concentrator applications // WCPEC-3 (Osaka, Japan, May 11-18, 2003) 3PL-C2-01.
76. Cai L., Cavicchi B. T., Ermer; J. H., Haddad M., Karam; N. H., Multilayer semiconductor structure with phosphide-passivated germanium substrate // US Patent 6380601 (April 30, 2002).
77. Meusel M., Baur C., Guter W. et. al. Development status of European multijunction space solar cells with high radiation hardness // *Proc. of the 20th EPSEC* (Barcelona, Spain, 2005), p. 20–25.
78. Dimroth F., Baur C., Bett A.W., Meusel M., Strobl G. 3-6 junction photovoltaic cells for space and terrestrial concentrator applications // *Proc. of the 31th IEEE PVSC* (Lake Buena Vista, FL, 2005) pp. 525-529
79. Dimroth F. , Baur C., Meusel M., S. van Riesen, Bett A.W., 5-Junction III-V Solar

- Cells For Space Applications // WCPEC-3 (Osaka, Japan, May 11-18, 2003) 30-D9-01.
80. Law D.C., Bhusari D. , Mesropian S. , Boisvert J.C. , Hong W.D. , Boca A. , Larrabee D.C. , Fetzer C.M. , King R.R. and Karam N.H. Semiconductor-bonded III–V multijunction space solar cells // Proc. 34th IEEE PVSC (Philadelphia, PA, 2009) pp. 2237 - 2239
 81. Andreas W. Bett, Frank Dimroth, et al. Highest efficiency multi-junction solar cell for terrestrial and space applications // Proc .of the 24th PVSEC (Hamburg, Germany, 2009). p.1
 82. [68] R.Didchenko, J.E.Alix and R.H. Toeiskoetter, J.Inoag. // Nucl. Chem., 1960, v.14, 35
 83. Frank Dimroth, Tobias Roesener, Stephanie Essig, Christoph Weuffen, Alexander Wekkeli, Eduard Oliva, Gerald Siefer, Kerstin Volz, Thomas Hannappel, Dietrich H"aussler, Wolfgang J"ager, and Andreas W. Bett Comparison of Direct Growth and Wafer Bonding for the Fabrication of GaInP/GaAs Dual-Junction Solar Cells on Silicon
 84. Frank Dimroth^{1*}, Matthias Grave¹, Paul Beutel¹, Ulrich Fiedeler¹, Christian Karcher¹, Wafer bonded four-junction GaInP/GaAs//GaInAsP/GaInAs concentrator solar cells with 44.7% efficiency
 85. <http://www.ise.fraunhofer.de/en/press-and-media/press-releases/press-releases-2014/new-world-record-for-solar-cell-efficiency-at-46-percent>
 86. Epitaxial growth from the liquid state and its application to the fabrication of tunnel and laser diodes H Nelson // RCA review, 1963
 87. Cho, A. Y.; Arthur, J. R.; Jr (1975). Molecular beam epitaxy. // Prog. Solid State Chem. 10: 157–192.
 88. Stringfellow G.B., Organometallic Vapor-Phase Epitaxy: Theory and Practice, 2ed edition // Academic Press, San Diego, 1999 – p.370

89. Razegi M. The MOCVD Challenge, V.2, Ed. by Adam Hilger // Bristol and Philadelphia, 1989 – pp.179.
90. R.Didchenko, J.E.Alix and R.H. Toeiskoetter, // J.Inoag. Nucl. Chem., 1960, v.14, 35
91. H.M. Manasevit, // App. Phys. Lett, 1968, v.2
92. H.M. Manasevit, W.I Simpson, J. Electrochem.Sos, 1969, v.116, 1725-1732.
93. H.M. Manasevit, J. Electrochem.Sos, 1971 v.118, 647-650.
94. Behet M., Hovel R., Kohl A. // Microelectronics. 1996. N 27. P. 297—334.
95. D.T.J.Hurle // Hand book of Crystal Growth, V3, part A, p.110.
96. O'Connell S., Hoevel R., Deschler M., Juergensen H. // III—V Rev. 1997. V. 10. N. 4. P. 14—17.
97. M.L. Ludowise, // J. Appl. Phys., v58, N8, R31
98. Roth A.P, Charbonneau S., Goodchild R.G., Residual shallow acceptors in GaAs layer grown by metal-organic vapor phase epitaxy. // Journal Applied Physics 1983, vol.54, №9, p.5350.
99. Федоров В.А., Малинин А.Ю., Иванютин А.Ю., Сб.: Получение и анализ чистых веществ, // Горький: Горьковский государственный университет, 1976, вып.1, с.3-16.
100. Y. Mori and N Watanabe, // J. Appl.Phys., 52, 1981, 2972
101. M.L. Ludowise, C.B. Cooper and R.R. Saxena, // J. Electron. Mater.,10, 1981, 1051.
102. D. Schmitz, G. Lengeling, G. Strauch, J. Hergeth and H. Jurgensen, // J Cristal Growth, 1992, v124,278-285.
103. C.R. Lewis, M.J. Ludowise and W.T. Dietze, // J. Electron. Mater. 13 (1984) 447.
104. D.T.J. Hurle, Handbook // Cryst. Growth, v3, 1994, 122.
105. J.A. Long, V.G. Riggs, A.T. Macrander and W.D. Johnston Jr., // J. Cryst. Growth

- 77 (1986) 42.
106. Klavc F. Jensen, // Handbook of Cristal Growth, V 3, C 13, 543 – 599.
107. W. Merzkirch, Flow Visualisation, // Academic Press, Orlando, Florida, 1987.
108. W.G. Breiland and P Ho, CVD – Principles and Applications, // Academic Press, London, 1993.
109. E.P. Visser, C.A.M. Govers and L.J. Giling, J. Cryst. Growth, 102, (1990), 699
110. L.R. Black, I.O. Clark, B.A. Fox and W.A. Jesser, // J. Cryst. Growth, 109 (1991) 241 – 245
111. E. Woelk and H. Beneking, // J. Of Cryst. Growth, 93 (1988) 216 – 219
112. C. A. Wang, S Patnaik, J.W. Caunt, and R.A. Brown, J. Cryst. Growth, 93 (1988) 228 – 234
113. G.S. Tompa, M.A. McKee, P.A. Zavadski, J.M. Colabella, P.D. Reinert, K Kapuder, R.A. Stall and P.E. Norris, // J. Cryst. Growth, 93 (1988) 220 – 227.
114. A.G. Tomson, R.A. Stall, P.Zawadzki and G.H. Evans, // J. Electr. Materials, v25, (1996) 1487-1494.
115. M. De Keijser, C. Van Opdorp and C. Weber, // J. Cryst. Growth, 92, 1988, 33.
116. E. Woelk, J. Ermer et al, SOTAPOCS, // 18th Electrochemical Society Meeting, San Francisco, 1994.
117. R. Sangl, M. Kriegel, M. Schmidt. AFORS-HET, a numerical PC-program for simulation of heterojunction (thin films) solar cells, version 2.0
118. Galiana B., Rey-Stolle I., Garcia I., Datas A., Algora C. MOVPE growth on Ge substrates for thermophotovoltaic cell application // Proc. Of the 12th EW-MOVPE (Bratislava, June 3-6, 2007) pp.143-146
119. J. van der Heide., Posthuma N.E., Flamand G., Porortmans, Optimisation and characterization of contact structures for germanium thermophotovoltaic cells // Proc.of the 22th EPSEC (Milan, Italy, 3-7 September, 2007) pp. 200-203
120. Fernandez J., Dimroth F., Oliva E., Bett A.W., Development of germanium TPV

- cell technology // Proc.of the 22th EPSEC (Milan, Italy, 3-7 September, 2007) pp. 516-519.
121. S. M. Sze, // Physics of Semiconductor Devices, 2nd Edition (John Wiley & Sons, New-York, 1981
 122. I. Vurgaftman, J. R. Meyer, L. R. Ram-Mohan // J. Appl. Phys. 89, 5815 (2001)
 123. D. P. Bour, J. R. Shealy and W. J. Schaff, // Appl. Phys. Lett. 50, 615 (1987)
 124. C.-S. Jiang, D.J. Friedman, H.R. Moutinho, and M.M. Al-Jassim, // Proc. of the 2006 IEEE 4th World Conference on Photovoltaic Energy Conversion Waikoloa, Hawaii (2006) p. 853
 125. S. Adachi, // J.Appl. Phys. 58, R1 (1985)
 126. T.Shitara, K.Eberl, // Appl. Phys. Lett., 65, 356 (1994)
 127. M.Ikeda, K.Kaneko, //J.Appl. Phys, 66, 5285 (1989)
 128. D.C.Look, D.K.Lorance, J.R.Sizelove, C.E.Stutz, K.R.Evans, D.W.Whitson, // J. Appl. Phys., 71, 260 (1992)
 129. Ming-Ju Yang, Masafuini Yamaguchi, Tatsuya Takamoto, Eiji Ikeda, Hiroshi KuritaMasamichi Ohmori, //Solar Energy Materials and Solar Cells, 45, 331 (1997)
 - 130 Steven .I. Wojtczuk, Stanley M. Vernon and Michael M. Sanfacon // Proc. of the 23th IEEE Photovoltaic Specialists Conference (1993), p. 655