Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Томский государственный университет»

На правах рукописи

Kong -

Копьев Виктор Васильевич

ВЛИЯНИЕ ВСТРОЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ НА ПЕРЕНОС НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ИЗЛУЧАЮЩИХ СТРУКТУРАХ InGaN/GaN

01.04.10 – Физика полупроводников

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

кандидат физико-математических наук

Прудаев Илья Анатольевич

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ 4
Глава 1 Механизмы протекания тока и эффективность излучения структур
с квантовыми ямами и сверхрешетками InGaN/GaN (Обзор литературы) 14
1.1 Применение гетероструктур InGaN/GaN 14
1.2 Твердый раствор InGaN и его отличительные свойства 16
1.3 Влияние встроенных электрических полей на оптические свойства структур
с квантовыми ямами InGaN/GaN 19
1.4 Квантовый выход люминесценции в структурах с квантовыми ямами и
сверхрешетками InGaN/GaN 24
1.5 Особенности переноса носителей заряда в структурах с квантовыми ямами и
сверхрешетками InGaN/GaN
1.6 Выводы по литературному обзору и постановка задачи
Глава 2 Структуры с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN и методики
исследования их характеристик 40
2.1 Исследуемые гетероструктуры 40
2.1.1 Монополярные структуры с множественными квантовыми ямами
InGaN/GaN 40
2.1.2 Светодиодные структуры с множественными квантовыми ямами
InGaN/GaN
2.2 Методики измерения характеристик структур с множественными
квантовыми ямами InGaN/GaN и обработки полученных данных 48
2.2.1 Оценка кристаллического совершенства гетероструктур 48
2.2.2 Измерение электрических характеристик 49
2.2.3 Измерение спектров пропускания гетероструктур 50
2.2.4 Измерение люминесценции гетероструктур 52
2.3 Критерии применения методики измерения квантового выхода 54
Выводы по главе 2 59

Глава 3 Перенос носителей в монополярных структурах с множественными
квантовыми ямами InGaN/GaN 60
3.1 Оптические и электрические характеристики монополярных структур с
квантовыми ямами InGaN/GaN60
3.2 Вольт-амперные характеристики монополярных структур с квантовыми
ямами InGaN/GaN при условии резонансного туннелирования носителей
заряда
Выводы по главе 375
Глава 4 Электрические характеристики светодиодных структур с множественными
квантовыми ямами InGaN/GaN 78
4.1 Вольт-амперные характеристики светодиодных структур с множественными
квантовыми ямами InGaN/GaN78
4.2 Перенос носителей заряда в светодиодных структурах с множественными
квантовыми ямами InGaN/GaN 86
4.3 Модель переноса горячих носителей в множественных квантовых ямах
InGaN/GaN при низких температурах
Выводы по главе 4
ЗАКЛЮЧЕНИЕ
СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность исследования. Твердый раствор AlInGaN характеризуется рядом фундаментальных особенностей, отличающих его от других близких по применению соединений, таких как AlInGaP или AlInGaAs. Среди них можно выделить: наличие сильной пьезоэлектрической поляризации, высокой плотности дислокаций (из-за роста на инородной подложке) и флуктуации состава твердых растворов. По своим функциональным возможностям нитридные растворы значительно превосходят остальные, так как позволяют непрерывно изменять оптическую ширину запрещенной зоны в широком диапазоне (от 0.8 до 6.2 эВ) [1].

Повышенный интерес к гетероструктурам на основе твердого раствора AllnGaN состоит в том, что, на текущий момент, они широко используются для создания приборов полупроводниковой электроники. К таким приборам относятся: светодиоды и лазеры видимого диапазона длин волн, фотоприемники, солнечные элементы, резонансно-туннельные диоды и эффективные квантово-каскадные быстродействующие транзисторы. Структуры множественными лазеры, С квантовыми ямами и сверхрешетками InGaN/GaN применяются в оптоэлектронике в качестве активной области светодиодов, лазеров, а также переходных буферных слоев. Их исследование позволит получить новые фундаментальные знания, расширяющие представления о физических процессах, протекающих в структурах с квантовыми ямами InGaN/GaN, а также разработать технологии управления их свойствами с целью оптимизации существующих и создания новых приборов.

Степень разработанности темы исследования. Наногетероструктуры на основе множественных квантовых ям и сверхрешеток InGaN/GaN и AlGaN/GaN преимущественно выращиваются методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений. Ранее было установлено, что микроструктура слоев InGaN зависит от множества технологических факторов (давление в реакторе, время прерывания роста InGaN в атмосфере водорода и т. д.), которые достаточно сложно, а зачастую и невозможно учесть при моделировании приборов

с использованием современных средств проектирования (Synopsys TCAD [2], SiLENSe [3], APSYS [4]).

Известно, что введение сверхрешеток в качестве буферных слоев (состав по InN не более 5 – 7 %) приводит к увеличению оптической мощности излучения светодиодов за счет уменьшения биаксиальных механических напряжений в слоях InGaN области МКЯ. Тем не менее, в активной области светодиодов с квантовыми ямами присутствуют встроенные электрические поля с напряженностью до 1 – 3 МВ/см. Это приводит к формированию сильной пространственной неоднородности по полю, которая становится тем сильнее, чем выше состав по In. Например, для «синих» светодиодов с составом InN 12 – 15% разрыв зон проводимости достигает 0.35 – 0.4 эВ, что, например, в 2 раза превышает аналогичные значения для светодиодных структур на основе AlGaInP. Кроме того, напряженность встроенного электрического поля в стандартных светодиодных структурах может создавать дополнительный перепад потенциала в 0.2 – 0.4 В на расстоянии, сопоставимом с шириной слоев множественных квантовых ям и сверхрешеток (2 – 10 нм). Таким образом, для светодиодов «синего» диапазона возможно выполнение условий, при которых в активной области на расстоянии порядка длины свободного пробега возникает перепад потенциала до 0.8 В. Данные факты заставляют рассматривать структуры с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN как сильно неравновесные. Тем не менее, в литературе для анализа экспериментальных данных по транспорту носителей в множественных квантовых ямах InGaN/GaN зачастую используется условие квазиравновесия. Логично предположить, что в области низких (ниже комнатной) температур такой подход будет некорректным.

При относительно высокой доли InN (более 20 %) происходит релаксация упругих напряжений в структурах с квантовыми ямами InGaN/GaN с образованием дислокаций несоответствия. Исследование кристаллического совершенства слоев InGaN указывает на наличие в них квантовых точек (локализованных состояний), обогащенных по индию, возникающих за счет фазового распада и флуктуации толщины. Высокая плотность прорастающих дислокаций создает хвосты плотности состояний в барьерах GaN между различными квантовыми ямами. В итоге структуры с квантовыми ямами и сверхрешетками InGaN/GaN становятся достаточно сложными, для того чтобы можно было провести детальный теоретический анализ физических процессов, протекающих в них.

Эффекты резонансного туннелирования ранее были обнаружены и описаны AlGaN/GaN. Для образцов для родственных структур основе на InGaN/GaN co сверхрешетками И квантовыми ямами В литературе не представлено экспериментальных данных по резонансному туннелированию, что может быть связано с наличием большого количества дефектов, вызванных флуктуацией состава твердого InGaN и высокой плотностью прорастающих дислокаций в них.

Существует достаточно много экспериментальных фактов, указывающих на наличие баллистического или прыжкового переноса в структурах с квантовыми ямами InGaN/GaN [5–9], которые редко учитываются при теоретическом рассмотрении.

Таким образом, не представляется возможным получить согласие расчетных и экспериментальных вольт-амперных характеристик светодиодов с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN во всем интервале рабочих температур. Удовлетворительное описание вольт-амперных характеристик было получено при решении уравнений Пуассона и непрерывности без учета квантоворазмерных эффектов для температур выше комнатной [10–12].

В диссертационной работе в качестве **объекта исследований** были выбраны структуры с множественными квантовыми ямами и сверхрешетками $In_xGa_{1-x}N/GaN$ (*x* = 0.12 – 0.15).

Цель и задачи исследования. Целью диссертационной работы является выявление особенностей влияния встроенных электрических полей на механизмы переноса носителей заряда и вид зависимостей квантового выхода от мощности в широком диапазоне температур для гетероструктур на основе множественных квантовых ям и сверхрешеток InGaN/GaN.

Для достижения поставленной цели необходимо решить следующие задачи:

1. Разработка и монтаж экспериментальных установок для измерения спектров фото- и электролюминесценции, спектров поглощения, вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик в структурах с множественными квантовыми ямами и сверхрешетками InGaN/GaN.

2. Исследование люминесцентных свойств монополярных и биполярных структур с множественными квантовыми ямами и сверхрешетками InGaN/GaN с различными параметрами в режимах электро- и фотолюминесценции для выявления влияния на спектры и квантовый выход плотности накачки и температуры.

Исследование вертикального транспорта носителей заряда
 в гетероструктурах различного типа в широком интервале температур
 (T = 10 - 400 K) методом вольт-амперных характеристик.

4. Выявление условий наблюдения участков отрицательной дифференциальной проводимости на статических вольт-амперных характеристиках (температуры, толщины барьеров, напряженности встроенных электрических полей), соответствующих резонансным переходам носителей между уровнями размерного квантования в различных квантовых ямах InGaN/GaN.

Методология и методы исследования. Для достижения поставленной цели проведено исследование, включающее несколько последовательных этапов.

На первом этапе была изучена отечественная и зарубежная литература, посвященная данной тематике.

На втором этапе проводился контроль структурных параметров выращенных Это достигалось путем проведения измерений фотопроводимости слоев. возбуждении, вольт-фарадного при резонансном квантового выхода, профилирования исследования шероховатости гетерограниц И методом рентгеновской дифракции, измерение плотности дислокации и профилирование примесей. Максимальное значение квантового выхода, которое принималось за единицу, наблюдалось при наиболее низких температурах. Максимальное значение квантового выхода при комнатной температуре определялось по методике согласно работам [13–15].

Ha третьем проводилось измерение этапе вольт-амперных И вольт-фарадных характеристик В широком диапазоне температур с использованием прецизионных источников-измерителей. Температура образца задавалась при помощи автоматизированной криогенной установки, производимой серийно для лабораторных целей.

Численные значения величин, значения спонтанной поляризации в GaN, спонтанной и пьезоэлектрической поляризаций в InGaN, относительные диэлектрические проницаемости GaN и InGaN, эффективной массы электронов и дырок в GaN и InGaN, привлекаемые для вычисления и анализа зависимостей характеристик гетероструктур, брались из литературных источников. Расчет и построение зависимостей, представленных в диссертационной работе, осуществлялся с использованием стандартных численных методов.

Предметом исследований в диссертационной работе является физико-математическая модель процессов, имеющая место в активной области структур с множественными квантовыми ямами и сверхрешетками InGaN/GaN, в области низких температур (T < 300 K) и в широком интервале плотностей тока (от 100 пA/см² до 100 A/см²).

В результате выполнения поставленных в диссертационной работе задач были сформулированы следующие научные положения, выносимые на защиту:

1. Наблюдаемые на вольт-амперных характеристиках участки отрицательной дифференциальной проводимости в области криогенных температур в гетероструктурах со сверхрешеткой In_{0.15}Ga_{0.85}N/GaN с толщинами квантовой ямы и барьерного слоя 3 и 6 нм, соответственно, связаны с наличием трёх уровней размерного квантования в пределах одного периода сверхрешётки, что обусловлено наличием сильных встроенных электрических полей спонтанной и пьезоэлектрической поляризации в области барьеров GaN, ограничивающих движение электронов.

2. Падение напряжения на области множественных квантовых ям In_{0.15}Ga_{0.85}N/GaN в светодиодных структурах с толщиной барьерных слоев GaN более 10 нм в области криогенных температур, приводит к эффектам снижения

квантового выхода и резкого роста плотности тока с увеличением напряжения прямого смещения, что обусловлено баллистическим транспортом горячих электронов над квантовыми ямами в *p*-область.

3. В светодиодных гетероструктурах с множественными квантовыми ямами In_{0.15}Ga_{0.85}N/GaN в области криогенных температур в режиме электролюминесценции достигаются максимальные значения квантового выхода в силу отсутствия вымораживания носителей заряда в сильнолегированной *p*-области; высокое значение квантового выхода обусловлено инжекцией дырок из примесных акцепторных состояний Mg за счет туннелирования по дефектным состояниям в GaN и излучательной рекомбинацией в квантовых ямах.

Степень достоверности результатов исследования. Полученные температурные зависимости вольт-амперных характеристик неоднократно воспроизводились как минимум на пяти образцах из каждой партии.

Достоверность положения 1 обусловлена наличием на прямой вольт-сименсной характеристике группы пиков проводимости, отстоящих друг от друга на 0.12 – 0.15 В, что сравнимо с энергетическим зазором между первыми двумя уровнями в квантовой яме в поле с напряженностью 1.17 МВ/см. Величина разрыва зоны проводимости на гетерогранице InGaN/GaN составляет 0.42 эВ. Это означает, что пики проводимости связаны с переходами по вторым и третьим разрешенным уровням энергии в области треугольных ям слоев GaN.

Достоверность положения 2 обеспечивается совпадением наблюдаемых расчетной и экспериментальной зависимостей квантового выхода при высокой плотности тока. Модель баллистической утечки также следует из увеличения сопротивления области множественных квантовых ям при снижении температуры.

Достоверность положения 3 диссертационной работы подтверждается наличием излучательной рекомбинации в режиме электролюминесценции в области низких температур (T = 35 - 100 K), при которой должно происходить вымораживание дырок и снижение коэффициента инжекции носителей в активную область структуры.

Представленные зависимости не противоречат данным, описанным в литературе.

Кроме того, достоверность положений определяется преимуществами экспериментальной автоматизированной установки. К этим преимуществам относятся: измерение тока через структуру с разрешением 100 пА и погрешностью – 0.06 %; измерение длины волны с оптическим разрешением до 1 нм; измерение интенсивности оптического излучения с погрешностью 0.5 %, задание температуры структуры с точностью до 0.01 К; погрешность измерений ёмкости 0.05 % на частоте 1 кГц.

Научная новизна. Новизну основных результатов диссертационной работы, полученных впервые, можно сформулировать в виде следующих пунктов:

1. Для гетероструктур с квантовыми ямами InGaN/GaN в диапазоне температур от 11 до 220 К участки отрицательного сопротивления на прямых и обратных ветвях вольт-амперных характеристик обнаружены впервые.

2. Экспериментально обнаружено, что снижение температуры приводит к росту утечек при постоянной плотности тока в режиме электролюминесценции для светодиодных структур с множественными квантовыми ямами In_{0.15}Ga_{0.85}N/GaN.

3. Впервые установлено, что, наряду с термически активированной инжекцией, в формирование вольт-амперной характеристики светодиодной структуры с множественными квантовыми ямами In_{0.15}Ga_{0.85}N/GaN даёт вклад инжекция дырок из примесных состояний Mg.

Теоретическая и практическая значимость исследования. Теоретическая значимость положений обусловлена тем, что предложенные модели транспорта и инжекции носителей из примесных состояний Mg и над квантовыми ямами InGaN/GaN вносят существенный вклад в понимание процессов, протекающих в активной области светодиодных гетероструктур с квантовыми ямами InGaN/GaN.

Наличие встроенных электрических полей приводит к появлению в данных гетероструктурах потенциальной ямы сложной формы, так как в присутствии сильного встроенного поля в них формируются дополнительные треугольные

барьеры, ограничивающие перемещение носителей поперек образовавшейся квантовой ямы в поле. Вследствие чего возможно резонансное туннелирование носителей заряда по вторым или третьим уровням квантования, находящихся в области образовавшихся треугольных барьеров.

Практическая значимость исследования заключается в том, что полученные результаты в будущем позволят разработать технологии управления свойствами нитридных структур с целью оптимизации активной области существующих и новых приборов (светодиодов и лазеров видимого диапазона длин волн, фотоприемников и солнечных элементов, НЕТ и НЕМТ транзисторов, резонансно-туннельных, генераторных и усилительных диодов).

Личный вклад автора. Личное участие автора состояло в планировании исследований; изучении и анализе литературы по теме диссертации; выборе образцов на основе квантовых ям InGaN/GaN для включения их в исследование, обработке и анализе полученных данных; участие в написании тезисов и научных статей; представлении результатов на ведущих российских и международных конференциях.

Апробация результатов исследования. Результаты научной работы были представлены на следующих научных конференциях: Международная научная студенческая конференция (Новосибирск, 2015), Российская научная студенческая конференция «Физика твердого тела» (Томск, 2014, 2016), Международная научнопрактическая конференция «Актуальные проблемы радиофизики» (Томск, 2015), XI Международная IEEE Сибирская конференция по управлению и связи «SIBCON–2015» (Омск, 2015), 33rd International Conference on the Physics of Semiconductors «ICPS-2016» (Пекин, Китай, 2016), 11-я Всероссийская конференция: «Нитриды галлия, индия и алюминия: структуры и приборы» (Москва, 2017).

Публикации по теме диссертации. Основные результаты проведенного исследования отражены в 17 работах, в том числе 7 статей [91, 110, 111, 113–116] в журналах, включенных в Перечень рецензируемых научных изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций

на соискание ученой степени кандидата наук, на соискание ученой степени доктора наук (все статьи в российских научных журналах, переводные версии которых входят в Web of Science), 3 статьи [77, 89, 90] в сборниках трудов конференций, представленных в изданиях, входящих в Web of Science, 2 статьи [109, 112] в прочем научном журнале, 5 публикаций [78, 88, 117–119] в сборниках трудов международной и всероссийских научных конференций.

Структура диссертации. Диссертация изложена на 126 страницах машинописного текста, состоит из введения, четырех глав, заключения, списка сокращений и списка литературы, включающего 53 отечественных и 90 иностранных публикаций. Работа иллюстрирована 66 рисунками, содержит 5 таблиц.

Благодарности. Выражаю признательность своему научному руководителю заведующему лабораторией неравновесных процессов в полупроводниковой электронике НИ ТГУ Илье Анатольевичу Прудаеву за помощь в получении, обсуждении И трактовке экспериментальных данных, директору центра исследований и разработок "Перспективные технологии в микроэлектронике" ΗИ ТГУ. физико-математических профессору доктору наук, Олегу Петровичу Толбанову за обсуждение результатов диссертационного исследования, младшему научному сотруднику лаборатории неравновесных процессов в полупроводниковой электронике НИ ТГУ Владимиру Леонидовичу Олейнику и инженеру-технологу отдела полупроводникового материаловедения АО НИИПП Ивану Сергеевичу Романову за помощь в постановке и проведении экспериментов, ведущему инженеру технологического центра НИ ТГУ Анастасии Владимировне Шемерянкиной и младшему научному сотруднику лаборатории детекторов ионизирующего излучения НИ ТГУ Анастасии Дмитриевне Лозинской за проведение технологических операций по подготовке образцов, инженеру лаборатории новых материалов и перспективных технологий НИ ТГУ, кандидату физико-математических наук Вадиму Александровичу Новикову за помощь в измерении спектров рентгеновской дифракции. Выражаю благодарность заведующему кафедрой полупроводниковой электроники РФФ НИ ТГУ, доктору

физико-математических наук, профессору Валерию Петровичу Гермогенову за совместное обсуждение некоторых результатов диссертационного исследования.

Глава 1 Механизмы протекания тока и эффективность излучения структур с квантовыми ямами и сверхрешетками InGaN/GaN (Обзор литературы)

В данной главе рассмотрены фундаментальные особенности твердых растворов $\ln_x Ga_{1-x}N$, такие как высокая плотность дислокаций, сильная пьезоэлектрическая поляризация и флуктуации состава твердого раствора. Приведен обзор методик расчета величины встроенных полей. Также обращается особое внимание на влияние встроенных электрических полей на оптические и электрические свойства структур с квантовыми ямами InGaN/GaN.

1.1 Применение гетероструктур InGaN/GaN

Благодаря своим свойствам полупроводниковые соединения AlN, GaN, InN и их твердые растворы являются перспективными материалами современной оптоэлектроники. По своим функциональным возможностям нитридные соединения и их твердые растворы значительно превосходят системы на основе других полупроводниковых соединений, так как позволяют непрерывно изменять оптическую ширину запрещенной зоны от ультрафиолетового до инфракрасного диапазонов длин волн, сохраняя при этом прямозонный характер электронного спектра. Таким образом, данные соединения перекрывают диапазон спектра от 0.8 до 6.2 эВ [1] (от 200 до 1550 нм). В настоящее время структуры с квантовыми ямами (КЯ), множественными квантовыми ямами (МКЯ) и сверхрешетками (СР) на основе системы InGaN/GaN широко используются для создания элементов светодиодной и лазерной индикации, подсветки и освещения. Квантовые ямы и сверхрешетки InGaN/GaN используются как в активной области светоизлучающих так и в качестве буферных слоев, улучшающих структурное приборов, совершенство кристаллов. В светодиодной гетероструктуре активная область выращивается на слое *n*-GaN:Si. Выше активной области располагаются слои p(i)-AlGaN и p-GaN. Активная область представляет собой многопериодную структуру (обычно от 1 до 10 периодов) из КЯ InGaN толщиной 2 – 3 нм, которые разделяются барьерами GaN толщиной около 6 – 15 нм [16–20] (рисунок 1.1). Светодиоды и лазеры на основе КЯ InGaN/GaN излучают в ультрафиолетовой и видимой областях спектра. Для промышленных образцов светодиодов достигнуты значения световой отдачи 130 – 160 лм/Вт [19]. Лабораторные образцы имеют световую отдачу около 250 лм/Вт [20].

Помимо создания инжекционных лазеров, нитридные соединения могут эффективно использоваться в производстве квантово-каскадных лазеров [21–23], принцип работы которых основан на межподзонных переходах в квантовых ямах (рисунок 1.2). Использование структур с КЯ InGaN/GaN в качестве материалов для таких лазеров позволит им работать на частотах 5 – 12 ТГц [24]. Длинные волны терагерцового излучения могут быть использованы во многих перспективных приложениях медицины, системах безопасности и беспроводной связи.



Рисунок 1.1 – Схематическое изображение светодиодной структуры с КЯ и короткопериодными сверхрешетками (КПСР) InGaN/GaN [25] Рисунок 1.2 – Схематическое изображение структуры квантово-каскадного лазера с КЯ InGaN/GaN [24]

Стоит отметить, что нитридные полупроводники являются перспективными для производства квантово-каскадных лазеров, так как обладают сверхкоротким временем релаксации электронов и большой энергией оптических фононов [26, 27].

Таким образом рассматриваемые структуры в настоящее время используются в широком многообразии приборов полупроводниковой электроники. Их исследования позволят получить новые фундаментальные знания, расширяющие представления о физических процессах, протекающих в структурах с МКЯ и СР InGaN/GaN, а также разработать технологии управления их свойствами с целью совершенствования существующих и создания новых приборов (светодиодов и лазеров видимого диапазона длин волн и квантово-каскадных лазеров).

1.2 Твердый раствор InGaN и его отличительные свойства

Твердый раствор $\ln_x Ga_{1-x} N \equiv x \cdot InN + (1-x) \cdot GaN$ характеризуется рядом фундаментальных особенностей, отличающих его от других, схожих по области применения растворов, например, AlInGaP. В качестве таких свойств можно выделить высокую плотность дислокаций (из-за роста на инородной подложке), сильную пьезоэлектрическую поляризацию [28, 29] (с напряжённостью электрических полей до $10^5 - 10^6$ В/см) и флуктуации состава твердого раствора [30–32]. Многообразие применений структур на основе системы КЯ и сверхрешеток из InGaN, заставляет вновь возвращаться к изучению их свойств, несмотря на очевидные недостатки, перечисленные выше.

При изготовлении светоизлучающих гетероструктур в большинстве случаев проводится рост нитридных слоев на подложке из сапфира (Al_2O_3) с ориентацией (0001), что приводит к появлению в квантовой яме прорастающих дислокаций несоответствия, с плотностью порядка $10^8 - 10^9$ см⁻², вследствие значительного расхождения постоянных кристаллических решеток GaN и Al_2O_3 (около 12 %).

чертой Второй характерной светодиодных гетероструктур InGaN/GaN/Al₂O₃ (0001) является наличие встроенных электрических полей. Встроенные поля вызваны спонтанной поляризацией $P_{\rm S}$ и пьезоэффектом $P_{\rm PZ}$ в гетерослоях. Особенностью гетероструктур с КЯ InGaN/GaN являются поляризации в КЯ. Однако, относительно малые значения спонтанной напряженность поля пьезоэлектрической поляризации, зависящей от биаксиальных упругих напряжений растяжения или сжатия, образующихся на интерфейсе InGaN/GaN вследствие сильного различия постоянных решётки компонентов

материала GaN (0.3188 нм) и InN (0.3540 нм) [10], может достигать величин $\approx (1-3) \cdot 10^6 \,\text{B/cm}$ в КЯ. Электрическое поле пьезоэлектрической КЯ поляризации внутри направлено противоположно контактному полю *p*-*n*-перехода. Наличие пьезополя приводит к пространственному разделению Для носителей заряда. снижения величины упругих напряжений в активной области гетероструктуры $In_xGa_{1-x}N/GaN$ (x = 0.1 - 0.15) используются короткопериодные сверхрешетки (КПСР) на основе In_yGa_{1-y}N/GaN с низким содержанием InN (у~0.08), которые могут быть выращены как со стороны *п*-области светодиодной гетероструктуры, так и со стороны её *p*-области [33–37]. Во втором случае КПСР дополнительно используется ещё и в качестве отделяющего (спейсерного) слоя для подавления диффузии магния из области *p*-GaN:Mg в активную область гетероструктуры при высоких температурах эпитаксиального роста [34].

На неоднородность состава твердого раствора In_xGa_{1-x}N в квантовых ямах [30–32, 38, работ 39]. Предполагается, указывается авторами многих что излучательная рекомбинация происходит между эффективными краями зоны проводимости и валентной зоны, которые связаны с образованием хвостов плотности состояний, обусловленных флуктуациями состава твердого раствора. Ряд авторов [38, 39] считает, что слой In_xGa_{1-x}N представляет собой массив квантовых точек. Данный массив возникает из-за появления неоднородностей в процессе эпитаксиального роста InGaN, масштабы которых сравнимы с длиной волны де Бройля электрона и дырки, и если глубина потенциальных ям локализации носителей достаточно велика, то можно говорить о наличии набора квантовых точек в структурах InGaN/GaN (рисунки 1.3, 1.4).

Вследствие термической активации происходит заполнение более мелких локализованных состояний носителями заряда, и энергетический спектр массива квантовых точек уширяется из-за неоднородности по размерам и составу квантовых точек, что в результате может привести к уширению спектра люминесценции структур InGaN/GaN.



Рисунок 1.3 – Схематические энергетические диаграммы, показывающие возможный механизм переноса и распределения носителей в двух различных КЯ InGaN / GaN, без (*a*) и с (б) пьезоэлектрическим полем (КТ – квантовые точки) [38]

В работах [30, 31] при описании вольт-амперных характеристик для слоёв с МКЯ InGaN/GaN было установлено, что канал проводимости в области высоких температур обусловлен перколяцией носителей – переносом электронов в местах с пониженным содержанием индия (местах с локально-низким барьером в слое GaN, рисунки 1.4–1.6).



Рисунок 1.4 – Карты распределения локальной концентрации индия в слоях InGaN, выращенных с различными временами прерывания роста после осаждения InGaN (*a-c* – времена указаны на рисунках), а также выращенных в атмосфере азота (*d*) и с подачей водорода (*e*) [30]



Рисунок 1.5 – Латеральное распределение индия по слою InGaN, измеренное методом атомнозондовой томографии [31]



Рисунок 1.6 – Иллюстрация различия энергетических диаграмм в случаях однородного и неоднородного распределения индия в слоях InGaN (приводящего к перколяции) [31]

Таким образом, твердый раствор InGaN обладает целым рядом отличительных факторов, что делает процесс его получения достаточно сложным и указывает на необходимость учета микроструктуры квантовых ям при анализе рабочих характеристик светодиодов.

1.3 Влияние встроенных электрических полей на оптические свойства структур с квантовыми ямами InGaN/GaN

Как видно из предыдущего раздела, в структурах с МКЯ InGaN/GaN материал квантовых ям InGaN находится в напряженном состоянии, что вызывает появление пьезоэлектрического поля, препятствующего рекомбинации носителей. При малом токе большое пьезоэлектрическое поле и поле спонтанной поляризации приводят к значительному наклону краев зон в областях КЯ. Это приводит к пространственному разделению носителей к противоположным сторонам квантовой ямы: наклон краев разрешенных зон внутри квантовых ям возрастает, а энергетический зазор между нижней точкой зоны проводимости и верхней точкой валентной зоны КЯ уменьшается по сравнению с КЯ без встроенного поля. Следовательно, излучательные переходы могут проходить при более низкой

энергии, чем в случае с плоскими зонами. При увеличении уровня возбуждения люминесценции возрастает концентрация избыточных носителей внутри квантовых ям. Эти носители начинают экранировать поле поляризационных зарядов, в результате чего возрастает энергия излучаемых фотонов (рисунок 1.7).



Рисунок 1.7 – Схема пространственного разделения электронов и дырок в КЯ In_xGa_{1-x}N под действием электрического поля поляризационных зарядов (*a*), схема КЯ в отсутствии встроенного поля (*б*) [46]

Экспериментально сдвиг максимума спектра люминесценции в коротковолновую область при увеличении мощности возбуждающего излучения или плотности протекающего тока наблюдался в работах [13, 40] (рисунки 1.8, 1.9).



Рисунок 1.8 – Спектры ФЛ светодиодных структур с МКЯ InGaN/GaN при различных плотностях мощности возбуждающего излучения [13]



Рисунок 1.9 – Зависимость положения максимума спектра ФЛ структур с МКЯ InGaN/GaN от интенсивности возбуждающего излучения при *T* = 300 K [13] Для расчета энергетического зазора между уровнями размерного квантования зоны проводимости и валентной зоны для светодиодных структур с КЯ InGaN/GaN была предложена аналитическая модель [30], основанная на самосогласованном решении уравнений Шредингера и Пуассона и учитывающая экранирование поля поляризационного заряда избыточными носителями заряда в КЯ. При отсутствии встроенного электрического поля ширина запрещенной зоны InGaN рассчитывается по формуле [1]:

$$E_{g}\left(In_{x}Ga_{1-x}N\right) = 3.429B - x \cdot 2.659B - x \cdot (1-x) \cdot 2.49B.$$
(1.1)

Изменение энергетического зазора, вызванное встроенным электрическим полем, учитывалось с помощью выражений [29, 40]:

$$E_{g} = E_{g} \left(\mathrm{In}_{x} \mathrm{Ga}_{1-x} \mathrm{N} \right) + E_{e}^{0} + E_{h}^{0} - \left(E_{e} - E_{e}^{0} \right) - \left(E_{h} - E_{h}^{0} \right), \tag{1.2}$$

$$E_{e,h}^{0} = \frac{\pi^{2}\hbar^{2}}{2m_{e,h}d^{2}},$$
(1.3)

$$E_{e,h} - E_{e,h}^{0} = \frac{512m_{e,h}e^{2}F^{2}d^{4}}{243\pi^{6}\hbar^{2}\chi^{2}},$$
(1.4)

$$\chi = 1 + \frac{n}{n_{scr}},\tag{1.5}$$

$$n_{scr} = \frac{27\pi^{3} \varepsilon \hbar^{2}}{80e^{2}d^{3}(m_{e} + m_{h})},$$
(1.6)

$$F = -\frac{l\left(P_{S}^{\text{InGaN}} + P_{PZ}^{\text{InGaN}} - P_{S}^{\text{GaN}}\right)}{\varepsilon_{0}\left(\varepsilon^{\text{GaN}}d + \varepsilon^{\text{InGaN}}l\right)},$$
(1.7)

где $E_{e,h}$ – энергии основного состояния электрона и дырки при отсутствии электрического поля, *m*_{*e*,*h*} – эффективные массы электрона и дырки, F – напряженность встроенного электрического поля, d – толщина области рекомбинации, χ – параметр, учитывающий кулоновское экранирование электрического КЯ носителями поля В заряда, *n_{scr}* – концентрация электронно-дырочных пар в КЯ, *l* – толщина барьерного слоя GaN, P_{S}^{GaN} , P_{S}^{InGaN} , P_{PZ}^{InGaN} – значения спонтанной поляризации в GaN, спонтанной и InGaN, пьезоэлектрической поляризаций В соответственно, ϵ^{GaN} , ϵ^{InGaN} – относительные диэлектрические проницаемости GaN и InGaN, соответственно, е – элементарный заряд, ε_0 – электрическая постоянная.

Для КЯ с барьером конечной высоты U_0 выражения (1.3) – (1.6) справедливы, если заменить толщину области рекомбинации в КЯ *d* на её эффективную величину [40]:

$$d_{e,h}^{\text{eff}} = d + 2.4\hbar / \sqrt{2m_{e,h}U_0} \,. \tag{1.8}$$

При помощи этих выражений возможно рассчитать положение максимума спектра люминесценции [41, 42]:

$$hv_m = E_g + kT, \qquad (1.9)$$

$$\lambda_T = \frac{hc}{hv_m}.$$
(1.10)

Значения спонтанной поляризации для твердого раствора In_xGa_{1-x}N рассчитываются по закону Вегарда [10, 43]:

$$P_{S}^{\text{InGaN}} = x \cdot P_{S}^{\text{InN}} + (1 - x) \cdot P_{S}^{\text{GaN}}.$$
(1.11)

Значения пьезоэлектрической поляризации для твердого раствора In_xGa_{1-x}N рассчитываются согласно выражению [10, 43]:

$$P_{PZ}^{\text{InGaN}} = 2\varepsilon_1 \left(e_{13} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right), \tag{1.12}$$

$$\varepsilon_1 = \frac{a_T - a}{a},\tag{1.13}$$

$$a = x \cdot a^{\text{InN}} + (1 - x) \cdot a^{\text{GaN}}, \qquad (1.14)$$

$$a_T = a^{GaN} , \qquad (1.15)$$

где e_{ij} – составляющие пьезоэлектрического тензора, C_{ij} – константы упругости, *а* – постоянная кристаллической решетки.

Значения спонтанной P_{S}^{InGaN} и пьезоэлектрической P_{PZ}^{InGaN} поляризаций в InGaN, спонтанной поляризации P_{S}^{GaN} в GaN, относительные диэлектрические проницаемости и постоянные решетки InN, GaN и InGaN показаны в таблице 1.1.

Таблица 1.1 – Свойства	нитридных	соединений н	и их	твердых	растворон

Параметр	Символ	Размер- ность	InN	GaN	$In_xGa_{1-x}N$ (x=0.15)
Постоянная решетки	а	НМ	0.3538 [44] 0.3540 [10]	0.3188 [10] 0.3189 [45]	0.324
Спонтанная поляризация	P_{s}	Кл/м ²	-0.032 [10] -0.0413 [45]	-0.029 [10, 46] -0.0329 [29] -0.0339 [45]	-0.029 ¹ [10] -0.034 [29] -0.035 ¹ [45]
Пьезоэлектричес кая поляризация	P_{PZ}	Кл/м ²			0.0088 ² [10, 46] 0.0089 ² [45] 0.0110 ² [43] 0.0190 [29]
Относительная диэлектрическая проницаемость	3		15.28 [29] 15.30 [10]	8.90 [10, 46] 11.70 [29]	9.86 ³ [10, 46] 12.24 ³ [29]

¹ значения, рассчитанные при помощи выражения (1.11).

² значения, рассчитанные при помощи выражений (1.12) – (1.15).

 $^{^3}$ для твердого раствора In_xGa_{1-x}N значения статической относительной диэлектрической проницаемости оценивалось из закона Вегарда.

Как видно из выражения (1.7), напряженность встроенного электрического поля *F* зависит от толщины барьерного слоя GaN и размера области рекомбинации электронно-дырочных пар *d*. Таким образом, приведенные выше выражения напряженность электрического поля позволяют рассчитать И положения фотолюминесценции InGaN максимумов спектров В квантовых ямах при различных толщинах барьерных слоев GaN. Также можно установить влияние толщины барьера и размера области рекомбинации на квантовый выход светодиодных структур с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN.

1.4 Квантовый выход люминесценции в структурах с квантовыми ямами и сверхрешетками InGaN/GaN

Квантовый выход – основной параметр светоизлучающих структур, характеризующий эффективность преобразования электрической энергии в энергию оптического излучения.

При расчете квантового выхода фотолюминесценции в работе [47] было использовано допущение, что при низкой температуре он может быть менее единицы, как видно из формулы [47, 48]:

$$\eta = \frac{I_r(T)}{I_0} = \frac{1}{1 + \gamma e^{T/T_0}},$$
(1.16)

где $I_r(T)$ – интегральная интенсивность фотолюминесценции, I_0 – мощность возбуждающего лазерного излучения, γ – константа, не зависящая от температуры. Зависимости квантового выхода фотолюминесценции от температуры представлены на рисунке 1.10.

В работе [49], утверждалось, что, при достижении температуры абсолютного нуля, квантовый выход принимает близкое к единице значение. Анализ квантового выхода η проводился по формуле [49]:

$$\eta = \frac{I_0}{1 + C_3 \exp\left(\frac{E_3}{kT}\right) + \sqrt{T}C_2 \exp\left(\frac{E_2}{kT}\right) + \sqrt{T}C_1 \exp\left(\frac{E_1}{kT}\right)},$$
(1.17)

где $E_{1,2,3}$, $C_{1,2,3}$ – константы.



Рисунок 1.10 – Зависимости КВ фотолюминесценции от температуры светодиодных структур с МКЯ InGaN/GaN, выращенных на *a*- плоскости с ориентацией (1120) и *c*-плоскости с ориентацией (0001) сапфировой подложки, рассчитанные по формуле (1.16) [48]

Зависимости квантового выхода от температуры структур с КЯ InGaN/GaN, полученные по формуле (1.17), показаны на рисунке 1.11.

Формулы (1.16), (1.17) применимы для низкого уровня возбуждения, когда конкурируют механизмы излучательной рекомбинации и безызлучательной Шокли-Рида. образом, рекомбинации Таким формулы (1.16)(1.17)И не учитывают наличия зависимости квантового выхода от интенсивности возбуждающего излучения. Впервые такие зависимости были получены в работе [13], где показано, что квантовый выход не является постоянной величиной при температурах, близких к абсолютному нулю.



Рисунок 1.11 – Зависимости КВ от температуры для светодиодной структуры при различной мощности возбуждения (квантовый выход сдвигается к более высоким значениям при большей мощности возбуждения) [49]

Отметим, что зависимости квантового выхода фотолюминесценции $In_xGa_{1-x}N$ от мощности возбуждающего излучения, как правило, достигают максимума при некоторой пороговой величине плотности мощности $P_{пор}$. При дальнейшем повышении мощности квантовый выход существенно снижается (эффект «efficiency droop» (рисунок 1.12)) [13–15].



Рисунок 1.12 – Квантовый выход фотолюминесценции светодиодных структур с МКЯ InGaN/GaN при 8 К и комнатной температуре (300 К) в зависимости от плотности мощности возбуждающего излучения [13]

При низком уровне утечек носителей заряда из КЯ эффект «efficiency droop» может быть объяснен в рамках ABC-модели [50] с учетом рекомбинации Шокли-Рида, межзонной излучательной рекомбинации и оже-рекомбинации. Утечка носителей заряда возможна за счет баллистического транспорта носителей над областью МКЯ или туннелирования по структурным дефектам. В соответствии с ABC-моделью зависимость эффективности люминесценции от концентрации неравновесных носителей заряда описывается выражением [50]:

$$\eta(n) = \frac{Bn^2}{A + Bn^2 + Cn^3},\tag{1.18}$$

где A – коэффициент безызлучательной рекомбинации Шокли–Рида (с⁻¹), B – коэффициент излучательной рекомбинации (см³с⁻¹), C – коэффициент оже-рекомбинации (см⁶с⁻¹), n – стационарная концентрация неравновесных носителей заряда (см⁻³).

При высоком уровне возбуждения коэффициенты В и С выглядят как [50]:

$$B(n) = \frac{1}{n \cdot \tau_r},\tag{1.19}$$

$$C(n) = \frac{1}{n \cdot \tau_{Aug}},\tag{1.20}$$

где т_r, т_{Aug} – времена жизни неравновесных носителей в случае излучательной и оже-рекомбинации, соответственно.

С учетом квантово-размерных эффектов выражение (1.18) перепишется в виде [50, 51]:

$$\eta(n,d) = \frac{Bn_{2D}^2}{An_{2D}d + Bn_{2D}^2 + Cn_{2D}^3 d^{-1}},$$
(1.21)

$$B_{2D} = \frac{B}{d} = \frac{1}{n \cdot \tau_r \cdot d}, \qquad (1.22)$$

$$C_{2D} = \frac{C}{d^2} = \frac{1}{n^2 \cdot \tau_{Aug} \cdot d^2},$$
 (1.23)

где B_{2D} – коэффициент излучательной рекомбинации в КЯ (см²с⁻¹), C_{2D} – коэффициент оже-рекомбинации в КЯ (см⁴с⁻¹), n_{2D} – «слоевая» концентрация неравновесных носителей заряда в КЯ (см⁻²).

Наличие встроенных электрических полей может привести к зависимости размера области рекомбинации *d* от концентрации неравновесных носителей в КЯ.

Нахождение абсолютного значения квантового выхода фотолюминесценции проводится несколькими способами. Наиболее распространенный ИЗ них заключается измерении относительного изменения В интенсивности люминесценции при изменении температуры и мощности возбуждающего излучения. После чего проводится нормировка на максимальное значение, полученное при температурах, близких к нулевой. Для ABC-модели такой подход предполагает, что время жизни излучательной рекомбинации в области низких температур становится много меньше времени жизни безызлучательной рекомбинации при небольших плотностях накачки.

Наличие встроенных электрических полей приводит к зависимости размера области рекомбинации от плотности накачки. Наблюдается эффект спада квантового выхода структур с МКЯ и CP InGaN/GaN с ростом плотности мощности возбуждающего излучения в широком диапазоне температур. В экспериментах не определены условия применения ABC-модели: выбор режима измерения (фото- или электролюминесценция), уровень накачки и диапазон температур, при которых туннельная утечка носителей из КЯ не вносит вклад.

1.5 Особенности переноса носителей заряда в структурах с квантовыми ямами и сверхрешетками InGaN/GaN

Исследование транспорта носителей заряда в структурах с множественными квантовыми ямами и сверхрешетками InGaN/GaN тесно связано с разработкой светодиодов и лазеров видимого и ультрафиолетового диапазонов на их основе.

Детальные исследования вольт-амперных характеристик светодиодов на основе твердых растворов InGaN начаты в середине 1990-ых годов для двойных гетероструктур и структур с одной КЯ [52, 53]. Основное внимание начальному участку BAX, исследовании уделялось лля которого В не наблюдается люминесценции В основной полосе. В ряде работ (например, [52]) было установлено, что данный участок соответствует туннельным токам – в силу слабой зависимости множителя Е_b в показателе экспоненты от температуры ($J(U) \sim \exp(E_b \cdot U)$).

В более поздних исследованиях детально изучались механизмы протекания тока в режиме электролюминесценции гетероструктур, при котором поданное напряжение превышает 2 – 2.5 В («сине-зеленый» диапазон спектра). Во многих работах, посвященных общему исследованию светодиодов на основе InGaN/GaN указывается, что при данных напряжениях вольт-амперная характеристика соответствует рекомбинационному току с учетом падения части поданного напряжения на паразитных сопротивлениях контактов [52]. При более подробном анализе авторы некоторых работ приходят к выводу, что данный участок следует объяснять с привлечением других механизмов [54–58]. Также было предложено вольт-амперных характеристик аналитическое описание при комнатой температуре, в предположении выполнения условия квазиравновесия в активной области авторами работ [57, 58]. Установлено, что при увеличении плотности тока J до значений более 1 А/см² может наблюдаться ограничение тока (замедление роста тока), не связанное с сопротивлением контактов и пассивных областей. Данное ограничение связывалось либо с туннелированием электронов из активной области p-GaN [59–61]. либо с двойной инжекцией носителей В

в компенсированную область на границе электронно-дырочного перехода, которая может присутствовать вследствие паразитной диффузии магния в активную часть прибора [57]. Авторами ряда работ независимо было установлено влияние температуры на эффект ограничения тока [62–66].

При этом имеется множество работ, посвященных численному анализу транспорта носителей в одномерном приближении и квазиравновесном состоянии [10, 67–70]. Алгоритм решения (расчет таких задач вольт-амперной энергетической характеристики, квантового диаграммы И т.д.) выхода, заключается в решении системы уравнений Пуассона и непрерывности и подробно изложен в работах [10–12]. Также, указывается, что такой подход дает более или менее хорошее согласие с экспериментом в случае светодиодов «синего» и «ультрафиолетового» диапазонов при комнатных температурах [12]. Использование традиционного (одномерного) диффузионно-дрейфового подхода для расчета светодиодов «зеленого» диапазона даже при комнатной температуре дает сильное расхождение с экспериментом. Для подгонки расчетных данных под экспериментальные необходимо формально увеличить подвижность физически электронов на несколько порядков, что необоснованно [12] (рисунок 1.13). Причиной этому служит, очевидно, наличие дополнительных каналов проводимости с более высокой подвижностью и неучтенные механизмы протекания тока.

Как было показано в подразделе 1.2, гетероструктуры с МКЯ и сверхрешетками InGaN/GaN имеют достаточно сложное строение, поэтому, из-за их особенностей механизмы протекания тока в них достаточно разнообразны области. Проблемы сильно зависят ОТ строения активной И диффузионно-дрейфового подхода в совокупности с новыми экспериментальными фактами привели к необходимости поиска новых путей исследования транспорта. В начале 2010-ых годов появилось достаточно большое количество работ, посвящённых целенаправленному изучению процессов движения носителей заряда основе GaN В светодиодных структурах на с использованием новых подходов [5, 59-61, 71, 72].



Рисунок 1.13 – Энергетические диаграммы при комнатной температуре для светодиодной структуры $\lambda_m = 515$ нм с МКЯ InGaN/GaN, рассчитанные

для 35 А/ст². Структура с реальными исходными параметрами (*a*) и структура с "искусственно" завышенной на 5 порядков подвижностью (*b*). Расчетные вольт-амперные характеристики двух структур (*c*) показывают, что прямое напряжение структуры (*a*) возрастает в два раза по сравнению со структурой (*b*), близкой к экспериментальной [12]

В подразделе 1.4 было показано, что при низком уровне утечек носителей заряда из активной области гетероструктуры с МКЯ InGaN/GaN внутренний квантовый выход может быть описан рекомбинационной моделью. Коэффициент оже-рекомбинации C в этом случае отвечает за падение квантовой эффективности в области высоких плотностей мощности возбуждения или токов инжекции $(J \ge 35 \text{ A/cm}^2)$. Для уменьшения эффекта падения квантовой эффективности авторами ряда работ [18, 72] было предложено увеличить однородность растекания носителей заряда по множественным квантовым ямам InGaN/GaN. Представлены и рассмотрены пути подавления оже-рекомбинации при введении сверхрешеток в активную область и улучшения растекания носителей за счет туннельной составляющей проводимости [72] (рисунок 1.14). Также для уменьшения эффекта падения квантового выхода используется намеренное легирование разного количества барьерных слоев GaN кремнием [18]. Это приводит к более симметричному транспорту электронов и дырок и, соответственно, более

равномерным распределениям концентраций носителей, что уменьшает утечку электронов и, тем самым, снижает спад эффективности.

Помимо предположения о преобладании оже-рекомбинации при неоднородном растекании дырок по множественным квантовым ямам, существует несколько моделей транспорта носителей в активной области. Предложена модель утечки носителей заряда из активной области структур с КЯ InGaN/GaN по состояниям дефектов (рисунок 1.15), такой механизм получил название прыжковой проводимости [59–61].



Рисунок 1.14 – Рассчитанные энергетические диаграммы светодиодных структур в неравновесных условиях для МКЯ (*a*) и СР (*b*) в качестве активной области при плотности прямого тока 200 А/см² (закрашенные области указывают на концентрацию носителей [72])

Инжектированные в квантовую яму (ток i_{qw} или при процессе туннелирования ток $i_{n\to qw}$ на рисунке 1.15) или в хвост плотности состояний (туннельный ток $i_{n\to bt}$ на рисунке 1.15) электроны туннелируют на глубокие энергетические уровни дефектов в барьерном *p*-слое AlGaN или GaN (токи $i_{qw\to p}$, $i_{bt\to p}$ на рисунке 1.15) и далее безызлучательно рекомбинируют с дырками.

Была предложена и детально рассмотрена модель баллистического переноса в структурах InGaN/GaN для лазеров зеленого диапазона [5, 71]. Проведены работы [67–69], указывающие на роль баллистического (и квазибаллистического) переноса носителей над квантовыми ямами, с чем также может быть связан эффект падения квантовой эффективности светодиодных структур на основе InGaN/GaN. При инжекции электронов из слоя *n*-GaN в активную область InGaN электроны получают дополнительную энергию $E + E_c + qU_x$ (рисунок 1.16), равную разнице энергий электронов между слоями *n*-GaN и InGaN. Возникающие «горячие электроны» могут либо потерять свою избыточную энергию через рассеяние, либо избежать термализации. Термализованные электроны участвуют в процессах излучательной или безызлучательной рекомбинации в активной области, в то время как остальная часть электронов может пересечь активную область и достичь слоя *p*-GaN.



Overflow e^{-} $e^$

Рисунок 1.15 – Энергетическая диаграмма светодиодной структуры с одиночной КЯ AlGaN/InGaN/GaN, на которой показана модель утечки носителей заряда из активной области по состояниям дефектов [59]

Рисунок 1.16 – Схематическое изображение переноса баллистических электронов через активную область InGaN (EBL – стоп-слой для электронов) [8]

Для эффекта баллистического носителей подавления движения над квантовыми ямами были предложены оригинальные структуры co «ступенчатыми» слоями для «охлаждения» горячих электронов (рисунок 1.17) [8]. Увеличение толщины ступенчатых слоев с 4 до 20 нм (рисунок 1.18), не ухудшив качество материала, ведет к росту значения квантового

выхода электролюминесценции, что подтверждает роль баллистической утечки в процессах протекания носителей заряда в светодиодных структурах с МКЯ InGaN/GaN.

При понижении температуры влияние баллистической утечки электронов увеличивается. Так баллистический перенос носителей заряда характеризуется временем релаксации, при этом наиболее вероятным механизмом рассеяния носителей GaN является взаимодействие энергии В С оптическими фононами [68]. В этом случае время релаксации, как и длина свободного пробега электронов, должны увеличиваться при снижении температуры. Кроме того, при снижении температуры возможно увеличение баллистической утечки за счет роста потенциальной энергии инжектированных в активную область электронов. Так как сопротивление МКЯ увеличивается при снижении температуры, то падение напряжения при одинаковых плотностях тока также будет увеличиваться при уменьшении температуры. В итоге энергия электронов должна увеличиваться за счет приложенного на области МКЯ напряжения.

Одним из возможных механизмов транспорта, является резонансное туннелирование носителей заряда через барьеры GaN. В работе [24] был проведен расчет профиля дна зоны проводимости для структуры на основе МКЯ InGaN/GaN путем самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона. Квантовые ямы $In_xGa_{1-x}N$ (x = 0,15) имели толщину 2.5 нм, барьеры GaN были толщиной 25 нм (рисунок 1.19).

Наличие нескольких уровней размерного квантования e_1 , e_2 может свидетельствовать о возможности появлении резонансного туннелирования через барьеры и участков отрицательной дифференциальной проводимости на вольтамперных характеристиках структур на основе МКЯ InGaN/GaN.





Рисунок 1.18 – Зависимости интегральной интенсивности электролюминесценции (*a*) и внешнего квантового выхода (*b*) от плотности тока для структур с МКЯ InGaN/GaN с различной толщиной ступенчатых слоев (на рисунках SEI) [8]



Рисунок 1.19 – Энергетическая диаграмма структуры с МКЯ GaN/ In_{0.15}Ga_{0.85}N (25 нм/2.5 нм) (*E_F* – энергия Ферми, *e*₁, *e*₂ – уровни размерного квантования) [24]

35

Рисунок 1.17 – Энергетическая диаграмма светодиодной структуры с МКЯ InGaN/GaN и «охлаждающей лесенкой» для электронов [8]

В 2014 и 2015 годах появились работы, в которых исследовались модельные структуры с множественными и одиночными квантовыми ямами InGaN/GaN, содержащие только один тип носителей, так называемые, монополярные структуры – «Unipolar-light emitting diode like structures» [31, 74–76] (рисунок 1.20). В таких структурах исключается роль рекомбинационных процессов и, таким образом, экспериментальных результатов интерпретация упрощается. Однако, при исследовании ВАХ образцов участков ОДП обнаружено не было, что может быть связано с большой толщиной барьеров, которая составляла 10 нм. В этих работах впервые предпринята попытка учета степени неоднородности квантовых ям транспорт носителей. Учет проводился либо численным решением на трехмерной задачи в дифузионно-дрейфовом приближении [31], либо введением показателя неоднородности высоты инжектирующего барьера в аналитическое приближение [75, 76].



Рисунок 1.20 – Схематическое изображение монополярной структуры для исследования транспорта носителей [31]

Таким образом, на сегодняшний день можно говорить об успешном использовании диффузионно-дрейфового подхода для моделирования транспорта носителей в области множественных квантовых ям и сверхрешеток InGaN/GaN в области высоких температур (выше комнатной). При понижении температуры большую роль начинают играть эффекты баллистического переноса или туннелирования носителей заряда. Существует необходимость проведения более исследований транспорта носителей структурах детальных В с СР при более низких температур, а также поиска условий наблюдения эффектов размерного обнаружения отрицательной квантования, участков
дифференциальной проводимости на вольт-амперных характеристиках, вызванных резонансным туннелированием.

1.6 Выводы по литературному обзору и постановка задачи

Гетероструктуры 1. твердых растворов InGaN, AlGaN на основе в настоящее время используются в широком круге приборов полупроводниковой электроники (светодиоды лазеры видимого диапазона длин И волн. фотоприемники, солнечные элементы, резонансно-туннельные диоды И квантово-каскадные лазеры, НЕТ- и НЕМТ-транзисторы).

2. Авторы различных работ доказывают наличие существенного влияния на квантовый выход электролюминесценции утечки носителей над квантовыми слабой дырочной инжекции, туннельной ямами. утечки электронов по структурным дефектам и оже-рекомбинации. Однозначного универсального описания спада мощности излучения светодиодов при возрастании тока инжекции нет. Такая ситуация связана с различными конструктивными и структурными особенностями исследуемых структур (различные плотности дислокаций, пьезоэлектрическая поляризация, степень флуктуации состава твердого раствора). По-видимому, ЭТО И обуславливает необходимость учета каждого из перечисленных выше механизмов утечки.

3. Из обзора литературы также видно, что структуры с КЯ InGaN/GaN могут эффективно использоваться при создании квантово-каскадных лазеров и резонансно-туннельных диодов. Эффекты резонансного туннелирования ранее были обнаружены и описаны для родственных структур на основе AlGaN/GaN. Для структур со сверхрешетками и квантовыми ямами InGaN/GaN в литературе не представлено экспериментальных данных по резонансному туннелированию. Связано это с тем, что перечисленные выше структурные особенности могут выступать причиной сильных пространственных флуктуаций состава твердого раствора InGaN и толщины квантовых ям в СР. Это должно приводить к разрушению квантовых состояний и вырождению уровней квантования в непрерывный спектр. Возможно, именно поэтому экспериментальным исследованиям резонансных эффектов в нитридных системах уделяется относительно мало внимания.

4. На сегодняшний день можно говорить об успешном использовании диффузионно-дрейфового подхода для моделирования транспорта носителей в области множественных квантовых ям и сверхрешеток InGaN/GaN «синих» светодиодов в области высоких температур. При этом возникает необходимость проведения дополнительных исследований монополярных и биполярных структур для более низких температур. Существует необходимость более детального исследования транспорта носителей в структурах с квантовыми ямами и сверхрешетками InGaN/GaN в широком интервале температур, а также поиска условий наблюдения эффектов размерного квантования и обнаружения участков отрицательной дифференциальной проводимости на вольт-амперных характеристиках, вследствие резонансного туннелирования носителей.

образом, Таким не еше накоплено достаточного количества экспериментальных наногетероструктурах InGaN/GaN данных 0 для проектирования и оптимизации приборов наноэлектроники и фотоники на их основе. В связи с этим представляется важным получение новых знаний, проведение экспериментальных работ и расчетов, а также разработка новых подходов в экспериментальных исследованиях для получения более полной информации о структуре образцов с квантовыми ямами и сверхрешетками InGaN/GaN, а также построение новых моделей переноса заряда в них.

Опираясь на приведенные выше данные, целью диссертационной работы является выявление особенностей влияния встроенных электрических полей на механизмы переноса носителей заряда, а также вид зависимостей квантового выхода от мощности в широком диапазоне температур для гетероструктур на основе множественных квантовых ям и сверхрешеток InGaN/GaN.

Для достижения поставленной цели необходимо решить следующие задачи:

1. Разработка и монтаж экспериментальных установок для измерения спектров фото- и электролюминесценции, спектров поглощения,

вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик в структурах с множественными квантовыми ямами и сверхрешетками InGaN/GaN.

2. Исследование люминесцентных свойств монополярных и биполярных структур с множественными квантовыми ямами и сверхрешетками InGaN/GaN с различными параметрами в режимах электро- и фотолюминесценции для определения влияния на спектры и квантовый выход плотности накачки и температуры.

3. Исследование вертикального транспорта носителей заряда
 в гетероструктурах различного типа в широком интервале температур
 (T = 10 - 400 K) методом вольт-амперных характеристик.

4. Выявление условий наблюдения участков отрицательной дифференциальной проводимости на статических вольт-амперных характеристиках (температуры, толщины барьеров, напряженности встроенных электрических полей), соответствующих резонансным переходам носителей между уровнями размерного квантования в различных квантовых ямах InGaN/GaN.

Глава 2 Структуры с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN и методики исследования их характеристик

В настоящей работе ставились задачи экспериментального исследования свойств. люминесцентных спектров поглощения, квантового выхода, вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик, а также структурного совершенства монополярных и биполярных образцов с множественными КЯ InGaN/GaN. Для достижения поставленных задач были проведены разработка и монтаж необходимых экспериментальных установок. Осуществлен выбор МКЯ InGaN/GaN модельных монополярных структур на основе толщиной барьерных слоев GaN. В качестве с различной биполярных светодиодных гетероструктур в работе использовались коммерчески доступные светодиоды фирм Epistar и Semileds. Все исследования проводились с целью особенностей влияния встроенных электрических выявления полей на механизмы переноса носителей заряда. Материал, представленный в этом разделе, изложен в работах [77, 78].

2.1 Исследуемые гетероструктуры

2.1.1 Монополярные структуры с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN

В диссертационной работе проводилось исследование модельных «монополярных» структур *n*-GaN/KЯ (*n*-InGaN-GaN)/*n*-GaN/*i*-GaN с одиночными и множественными КЯ InGaN/GaN, содержащими только один тип носителей. В таких структурах исключается роль рекомбинационных процессов и, таким образом, интерпретация экспериментальных результатов упрощается.

Для исследований были выбраны три структуры, выращенные методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений на сапфировой подложке с ориентацией (0001) (АО «Научно-исследовательский институт

«Полюс» имени М. Ф. Стельмаха», Москва). Структуры выращивались в установке AIXTRON 2400. В качестве источников элементов III группы использовались металлорганические соединения: триметилиндий In(CH₃)₃, триметилгаллий Ga(CH₃)₃ и триэтилгаллий Ga(C₂H₅)₃, а в качестве источника азота - аммиак NH₃. Для получения материала *n*-типа проводимости использовался моносилан SiH₄. В качестве газа-носителя во время роста КЯ InGaN/GaN азот. использовался остальная часть гетероструктур выращивалась с использованием газа-носителя водорода.

Схематически структуры представлены на рисунке 2.1. Последовательность роста была следующей: зародышевый слой GaN толщиной 50 нм, толстый буферный слой *i*-GaN, легированный Si слой *n*-GaN, десятипериодная область InGaN/GaN с толщиной квантовых ям *n*-In_{0,15}Ga_{0,85}N – 3 нм, и верхний слаболегированный слой *n*-GaN. Три структуры отличались толщиной барьеров GaN, которые составляли 3, 6 и 12 нм. Подробное описание структур представлено в таблице 2.1.



Рисунок 2.1 – Схематическое изображение монополярной структуры с активной областью на основе МКЯ InGaN/GaN

Изменение напряженности встроенных электрических полей, вызванных механическими упругими напряжениями на гетерограницах (пьезополей)

проводилось за счет изменения толщины барьеров между квантовыми ямами InGaN/GaN (см. выражение (1.7), подраздел 1.3).

Для исследования ВАХ структур изготавливались барьерные контакты стороны КЯ. При помощи стандартных процессов фотолитографии co стороны КЯ создавалась матрица элементов квадратной формы co с размерами 200х200 мкм². Контакт формировался методом химического осаждения Ni с последующей сушкой на воздухе при температуре 150 - 200 °С. Такая технология позволяла получать контакты с удовлетворительной адгезией и при этом избегать разрушения приповерхностных слоев с квантовыми ямами.

Параметры слоев	N <u>∘</u> 1	<u>№</u> 2	<u>№</u> 3	
<i>n</i> -GaN	Концентрация <i>n</i> _{Si} , см ⁻³	10 ¹⁷		
	Толщина, нм	20		
МКЯ <i>n-</i> InGaN/GaN	Толщина барьеров GaN, нм	3	6	12
	Толщина КЯ InGaN, нм	3		
	Число периодов	10		
	Концентрация n _{Si} , см ⁻³	10 ¹⁷		
<i>n-</i> GaN	Концентрация n _{Si} , см ⁻³	5.10^{18}		
	Толщина, нм	2000		
<i>i</i> -GaN	Толщина, нм	4000		
Подложка	Вид подложки	Al ₂ O ₃ с ориентацией (0001)		
	Толщина, мкм	430		

Таблица 2.1 – Паспортные параметры монополярных структур

Для исследования высоты барьера Шоттки Ni/n-GaN изготавливались тестовые образцы (рисунок 2.2)



Рисунок 2.2 – Схематическое изображение тестовой структуры для исследования высоты барьера Шоттки Ni/n-GaN

Последующие измерения проводились при использовании прижимного зонда к Ni, так как его микроразварка приводила к отслаиванию контакта. После формирования матрицы контактов из Ni проводилось реактивное ионное травление GaN на глубину 350 – 400 нм (среда – SiCl₄, давление – 3 Па, мощность – 150 Вт) и вплавление массивного контакта из In большой площади в *n*-GaN.

2.1.2 Светодиодные структуры с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN

Экспериментальные образцы собой представляли светодиодные гетероструктуры InGaN, AlGaN. основе GaN. Структуры на p-GaN/p-AlGaN/MKЯ (InGaN-GaN)/n-GaN/i-GaN были выращены методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений на сапфировых подложках с ориентацией (0001). Общий вид светоизлучающих структур представлен на рисунке 2.3.



Рисунок 2.3 – Схема светодиодной гетероструктуры с активной областью на основе МКЯ InGaN/GaN

В экспериментах использовалась коммерческая светодиодная структура «синего» диапазона (структура №1)⁴. Плотность прорастающих дислокаций, определенная по ямкам травления и катодолюминесценции, не превышала 10⁸ см⁻² (рисунки 2.4, 2.5).



Рисунок 2.4 – Типичная морфология поверхности исследованной структуры после травления в щелочном расплаве при 160 °С в течение 3 минут. Размеры изображения 2х2 мкм (*a*), 1х1мкм (*б*)

⁴Приборные кристаллы светодиодов изготавливались в АО «НИИПП».



Рисунок 2.5 – Картина распределения интенсивности микрокатодолюминесценции для исследованной структуры

Общая толщина активной области структур, согласно паспортным данным, составляла 200 нм и включала МКЯ *n*-In_{0.15}Ga_{0.85}N/GaN и барьерный слой *p*-Al_{0.15}Ga_{0.85}N. По данным измерения фотопроводимости при резонансном возбуждении (405 нм) (рисунок 2.6) и вольт-фарадного профилирования всего в активной области насчитывалось 7 – 8 КЯ (рисунок 2.7).



Рисунок 2.6 – Зависимость фотопроводимости от приложенного напряжения (- *U*) для исследованной структуры при воздействии непрерывным излучением с длиной волны 405 нм



Рисунок 2.7 – Эффективные профили концентрации электронов в исследованной структуре при различных температурах (частота 100 кГц)

Толщина *p*-слоя, определенная методом атомно-эмиссионной спектроскопии, составляла ≈ 280 нм (рисунок 2.8). Из данных структур изготавливались светодиоды по планарной технологии со встречно-штыревыми омическими контактами Ni/Au (контактное сопротивление не превышало 10⁻² Ом · см²). Площадь светодиодов составляла 1 мм².



Рисунок 2.8 – Зависимости концентрации акцепторов (Mg) и доноров (Si) от координаты в исследованных структурах, измеренные на установке Profiler 2 (Horiba)

Наиболее детальные исследования вольт-амперных характеристик и квантового выхода в режиме электролюминесценции в широкой области температур также проводились ДЛЯ коммерчески доступных светодиодов *p*-GaN/*p*-AlGaN/MKЯ (*n*-InGaN-GaN)/*n*-GaN/*i*-GaN различных производителей: структура №2 – ES-CABLV45С фирмы Epistar; структура №3 – SL-V-B40AK фирмы Semileds [49]. Согласно паспортным данным, коэффициент полезного действия светодиодов при комнатной температуре не менее 25 % для $J \approx 30$ A/cm². Светодиоды из второй партии были изготовлены по планарной технологии, из третьей – с использованием технологии «lift-off» (рисунок 2.9). Площадь диодов $S \approx 1.2$ и 1.1 мм². Активная область также содержала МКЯ InGaN/GaN и барьерный слой из AlGaN *p*-типа. По данным измерения вольт-фарадных характеристик установлено, светодиодов активная область структур содержит что

7 – 8 квантовых ям. Измерения в широком интервале температур проводилось для пяти диодов из каждой партии.



Рисунок 2.9 – Схемы (а, в) и фотографии (б, г) светодиодных структур

Параметры всех слоев светодиодных гетероструктур № 1 – 3 представлены в таблице 2.2.

Параметры слоев	<u>№</u> 1	<u>№</u> 2	<u>№</u> 3	
<i>p</i> -GaN	Концентрация <i>р</i> _{Mg} , см ⁻³	$5 \cdot 10^{17}$ (0.5 - 1) $\cdot 10^{18}$ (0.5 -		$(0.5-1) \cdot 10^{18}$
P Curv	Толщина, нм	220	200	100
	Концентрация p_{Mg} , см ⁻³	$5 \cdot 10^{17}$	$(2-5) \cdot 10^{18}$	$(2-5) \cdot 10^{18}$
<i>p</i> -AlGan	Толщина, нм	30	30	30
МКЯ <i>n-</i> InGaN/GaN	Толщина барьеров GaN, нм	15	11	10
	Толщина КЯ InGaN, нм	2.5	2.5	2.5
	Число периодов	7 - 8	6-7	6
	Концентрация n _{Si} , см ⁻³	10 ¹⁸	1018	10 ¹⁸
<i>n-</i> GaN	Концентрация n _{Si} , см ⁻³	$(2-5) \cdot 10^{18}$	$(2-5) \cdot 10^{18}$	$(2-5) \cdot 10^{18}$
	Толщина, нм	2000	2000	2000
<i>i-</i> GaN	Толщина, нм	4000	4000	4000
Полжания	Вид подложки	Al ₂ O ₃ с ориентацией (0001)		
подложка	Толщина, мкм	430		

Таблица 2.2 – Параметры светодиодных структур

2.2 Методики измерения характеристик структур с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN и обработки полученных данных

2.2.1 Оценка кристаллического совершенства гетероструктур

Использовалась методика измерения шероховатости гетерограниц в сверхрешетках, описанная в [79–82]. Согласно данной методике увеличение шероховатости на интерфейсе InGaN/GaN приводит к уширению сателлитов на дифракционных рентгеновских кривых качания. В случае если разброс шероховатости гетерограниц описывается распределением Гаусса с дисперсией σ, уширение *n*-ого пика дифрактограммы может быть выражено следующим образом [80]:

$$W_n = W_0 + \sqrt{\ln 2} \cdot n \cdot \Delta \Theta_M \cdot \left(\frac{\sigma}{\Lambda}\right), \qquad (2.1)$$

где W_n и W_0 – полуширины *n*-го и нулевого пиков, $\Delta \Theta_M$ – угловое расстояние между соседними пиками сателлитов, Λ – период сателлитов. Отношение σ_{Λ} определяет шероховатость интерфейса.

Структурное совершенство гетероструктур исследовалось с помощью высокоразрешающего дифрактометра X'Pert PRO MRD фирмы PANalytical по симметричной двухкристальной схеме.

2.2.2 Измерение электрических характеристик

В ходе экспериментов измеряли прямые ВАХ гетероструктур и зависимость квантового выхода от плотности тока в интервале температур T = 10-400 К с использованием криостата. При плотности тока $J \le 1 - 3$ A/cm² измерения проводили в статическом режиме с использованием источника-измерителя Keithley 2636A (погрешность при измерении тока через структуру составляла 0.03 % и 0.06 % при изменении диапазона измерений от 100 мА до 100 нА соответственно). При J = 3-300 A/cm² измерения проводили в импульсном квазистационарном режиме с использованием осциллографа LeCroy104Xs, длительность импульсов составляла 20 мкс, частота – 50 Гц. Схема установки для измерения вольт-амперных характеристик в импульсном режиме показана на рисунке 2.10.

Перегрев гетероструктур в режиме электролюминесценции исключался выбором высокой скважности импульсов и использованием массивного медного держателя кристалла (размеры ~15x10x2 мм), который прижимался винтом к холодному пальцу криостата. Перегрев не наблюдался в связи с отсутствием длинноволнового сдвига спектра электролюминесценции, характерного для гетероструктур InGaN/GaN [13].



50

Рисунок 2.10 – Схема установки для измерения ВАХ в импульсном режиме: *1* – источник постоянного тока, *2* – транзисторный ключ, *3* – генератор прямоугольных импульсов, *4* – образец с МКЯ InGaN/GaN, *5* – криогенная система Janis, *6* – осциллограф

Для определения эффективной энергии ионизации ловушечных центров в МКЯ проводилось исследование частотной и температурной зависимостей электрической емкости структур с использованием прецизионного измерителя LCR Agilent Technologies E4980A (диапазон частот от 20 Гц до 2 МГц, погрешность измерений 0.05 % на частоте 1 кГц) по методике, описанной в статьях [83, 84].

2.2.3 Измерение спектров пропускания гетероструктур

Схема установки для измерения спектров пропускания структур на основе МКЯ InGaN/GaN показана на рисунке 2.11. Образец помещался в криостат. Измерения проводились в диапазоне температур 10 – 350 К. Излучение дейтериевой лампы вводилось со стороны слоя *p*-GaN. Прошедшее излучение фокусировалось при помощи собирающей оптики и по оптоволокну подавалось на вход спектрометра USB2000+. В качестве источника излучения использовалась газоразрядная дейтериевая лампа D-2000, рабочий диапазон длин волн: 190 – 400 нм. Управление измерениями проводилось с использованием программного обеспечения Spectral Suite.



Рисунок 2.11 – Схема установки для измерения спектров пропускания: 1 – дейтериевая лампа D-2000, 2 – криогенная система Janis, 3 – образец с МКЯ InGaN/GaN, 4 – спектрометрическая система Ocean Optics, 5 – компьютер

Для расчета спектров пропускания использовалась программа, в основе которой применялось выражение для коэффициента пропускания, учитывающего многократное отражение внутри образца и интерференцию лучей, выходящих из образца [44]:

$$T = \frac{\left(1 - R\right)^2 \cdot \left(1 + \frac{k^2}{n^2}\right)}{\left(e^{\beta} - R \cdot e^{-\beta}\right) + 4 \cdot R \cdot \sin^2\left(\delta + \psi\right)},$$
(2.2)

где R – коэффициент отражения от границы слоя; n – действительный показатель преломления; $k = \frac{\alpha \cdot \lambda}{4\pi}$ – коэффициент экстинкции; сдвиг фаз δ задается соотношением: $k = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) \cdot n \cdot d_1$, d_1 – толщина слоя; угол ψ определяется выражением $\psi = \arctan\left[\frac{2 \cdot k}{(n^2 + k^2 - 1)}\right]$ и $\beta = \frac{\alpha \cdot d_1}{2}$.

Методика позволяет оценить реальную толщину узкозонных слоёв d (квантовых ям), используя пересчетный коэффициент $u = \frac{d_1}{d}$. Проведены измерение и расчет спектров пропускания калибровочных образцов светодиодных

гетероструктур с КЯ $In_xGa_{1-x}N/GaN$, содержащих от 1 до 10 квантовых ям. Сравнение паспортных параметров гетероструктур и полученных в ходе расчета данных позволило определить величину пересчетного коэффициента u = 2.7.

2.2.4 Измерение люминесценции гетероструктур

В работе проводилось измерение температурных и мощностных зависимостей внешнего и внутреннего квантовых выходов гетероструктур с МКЯ в режимах электролюминесценции (ЭЛ) и фотолюминесценции (ФЛ) в широком диапазоне температур (T = 10 - 360 К). Для проведения экспериментов по фотолюминесценции применялись лазеры, излучающие на длинах волн 355 и 405 нм.

Измерение спектров фотолюминесценции структур позволило оценить квантовый выход. Максимальное значение квантового выхода, которое принималось за единицу, наблюдалось при наиболее низких температурах. Расчет квантового выхода проводился по формуле:

$$\eta = \frac{I_r}{I_0},\tag{2.3}$$

где *I_r* – интегральная интенсивность люминесценции, *I*₀ – интенсивность возбуждающего излучения [13]. Изменения интенсивности сфокусированного возбуждающего излучения добивались при помощи калиброванных стеклянных ослабителей с покрытием оксида индия-олова (рисунок 2.12).



Рисунок 2.12 – Спектры YAG:Ni лазера в зависимости от количества ослабителей лазерного излучения

Погрешность методики оценивалась эмпирически, путем десятикратных измерений интегральной интенсивности фотолюминесценции в одинаковых условиях. Было установлено, что максимальная погрешность составляет ±4 % (размах нормального распределения) и связана с невоспроизводимостью положения сменных ослабителей, а также с различием их коэффициентов пропускания.

Схема установки для измерения спектров фотолюминесценции показана на рисунке 2.13.

Фотолюминесценция возбуждалась YAG:Ni-лазером импульсным со средней мощностью 22.4 мВт (частота 1 кГц, длительность импульсов 10 нс, волны 355 нм) или полупроводниковым лазером с импульсной ллина мощностью – 4 Вт (длительность импульсов – 15 нс, $\lambda = 405$ нм) [77, 78]. Для измерения спектров фотолюминесценции образец помещался в криогенную систему, что позволяло проводить измерения в широком диапазоне температур. Измерения проводились С использованием оптического криостата Janis CCS-300S/204 HT и регулятора температуры Lake Shore (Model 331 Temperature Controller). Задание температуры структуры осуществлялось с точностью до 0.01 К. Сигнал фотолюминесценции измерялся при помощи оптоволоконных спектрометрических Ocean Optics USB2000+ систем с диапазоном длин волн 320 – 517 нм и USB4000 с диапазоном 345 – 1040 нм

(измерение длины волны проводилось с оптическим разрешением 1 нм, измерение интенсивности оптического излучения с погрешностью 0.5 %).



Рисунок 2.13 – Схема установки для исследования фотолюминесценции: *1* – лазер, *2* – серия ослабителей, *3* – криогенная система Janis, *4* – образец с МКЯ InGaN/GaN, *5* – спектрометрическая система Ocean Optics, *6* – компьютер

2.3 Критерии применения методики измерения квантового выхода

Для определения критериев применимости методики измерения квантового выхода от температуры и мощности (плотности протекающего тока), описанных в подразделах 2.2.2, 2.2.4, было проведено сравнение зависимостей $\eta(n_{inj})$ в режимах ФЛ и ЭЛ. Значение n_{inj} представляет собой число носителей заряда, инжектированных через единицу площади в единицу времени, и вычислялось по формуле:

$$n_{\rm inj} = \frac{I}{e \cdot S} \,, \tag{2.4}$$

где *I* – ток, *е* – элементарный заряд, *S* – площадь светодиода.

В случае режима ФЛ вычисление величины *n*_{inj} затруднено. Это связано с необходимостью учёта количества излучения, отраженного от поверхности и поглощенного в *p*-слое. Помимо этого, необходимо учитывать диффузию и рекомбинацию неравновесных носителей в *p*-слое.

Для нахождения *n*_{inj} в режиме ФЛ использовалась нормировка. Известно, что с увеличением мощности возбуждения наблюдается коротковолновый сдвиг

максимума спектров фотолюминесценции, и это объясняется влиянием эффекта Штарка [13, 31]. Из результатов измерения спектров фото- и электролюминесценции были найдены точки начала коротковолнового сдвига при комнатной температуре. Для электрической накачки эта точка соответствует $n_{\rm inj} = 2 \cdot 10^{18} \, {\rm cm}^{-2} {\rm c}^{-1}$, и она была использована для нормировки экспериментальных данных при использовании режима ФЛ (рисунок 2.14).



Рисунок 2.14 – Зависимости сдвига длины волны от плотности потока инжектированных носителей при *T* = 300 К.

Верхняя ось соответствует данным фотолюминесценции

Сравнительный анализ для квантового выхода при двух режимах представлен на рисунке 2.15. Квантовый выход, измеренный при T = 300 К, имеет одинаковые значения ($\approx 56 - 60$ %) для режимов ФЛ и ЭЛ. Кроме того, экспериментальные кривые имеют одинаковый вид.

При низкой температуре экспериментальные результаты для режимов ФЛ и ЭЛ сильно различаются. Пороговое значение n_{inj} для начала падения эффективности смещается от 2·10¹⁸ см⁻²с⁻¹ (для ФЛ) до 10¹⁶ см⁻²с⁻¹ (для ЭЛ).



Рисунок 2.15 – Зависимости квантового выхода от плотности потока инжектированных носителей при T = 300 K (*a*) и при T = 10 K (*б*)

При возбуждении излучением с длиной волны 355 нм фотоносители образуются по всей области p-GaN и, частично, в области МКЯ. После образования свободной электронно-дырочной пары происходит релаксация по энергии за времена взаимодействия с оптическими фононами (~9 фс). Далее протекает процесс амбиполярной диффузии носителей в сторону МКЯ, который низком уровне инжекции в значительной степени характеризуется при диффузионной длинной электронов в *p*-слое. Таким образом, в отличие от селективного возбуждения (405 нм), когда фотоносители образуются однородно по всем КЯ, при возбуждении на длине волны 355 нм возможно наблюдение не только оптической инжекции, но и инжекции за счет диффузии со стороны *р*-эмиттера. При этом «рабочими» оказываются те КЯ, которые расположены ближе к *р*-слою, в отличие от случая, когда используется селективное возбуждение. В связи с этим количественные отличия зависимостей квантового выхода температуры интенсивности OT И для двух различных режимов фотолюминесценции могут быть связаны с неоднородностью свойств отдельных КЯ во всей активной области.

Тем не менее, как видно из рисунка 2.15, исследование зависимостей квантового выхода фотолюминесценции от интенсивности оптической накачки и температуры показали, что независимо от способа возбуждения наблюдается качественное совпадение результатов, а максимальный квантовый выход

при комнатной температуре оказывается одинаковым в пределах погрешности. Это указывает на незначительное изменение доли диффузионной составляющей накачки при изменении условий возбуждения.

Проанализируем возможные механизмы утечек носителей из КЯ в режиме ФЛ. Как было указано выше, за достаточно короткое время после фотовозбуждения происходит релаксация носителей заряда по энергии. После этого, до наступления стационарного состояния, возможно протекание двух процессов, ответственных за утечку неравновесных носителей из КЯ с выбросом электронов в сторону *n*-области, а дырок – в сторону *p*-области: термическая активация и туннелирование через треугольный барьер.

Рассмотрим динамику установления стационарного состояния. После релаксации носителей в КЯ параллельно протекают процессы рекомбинации и утечки носителей. При снижении температуры преобладающей становится туннельная утечка, так как концентрация термически активированных носителей зависит ОТ температуры ПО экспоненциальному закону И уже при T= 300 К оказывается много меньше концентрации КЯ: В $n_{\kappa g} \cdot \exp(-\Delta E/k_{B}T) = 8.79 \cdot 10^{10} \,\mathrm{cm}^{-3}$ ($\Delta E = 0.42 \,\mathrm{sB}$ – типичное значение глубины квантовой ямы InGaN, $n_{\kappa \pi} = 10^{18}$ см⁻³ – концентрация носителей в КЯ).

Согласно оценкам в работе [85] при комнатной температуре время туннелирования в структурах с МКЯ InGaN/GaN при нулевом смещении должно составлять ≈ 1 нс, при этом понижение температуры, как и увеличение прямого смещения должны приводить к росту времени туннелирования (по теоретическим оценкам при криогенных температурах, T < 80 K, оно может превышать 1 - 10 мкс).

После туннелирования носители перераспределяются в эмиттерных областях за время максвеловской релаксации, которое определяется согласно выражению $\tau_{sc} = \epsilon \epsilon_0 / en \mu_n \approx 5$ пс ($n = 10^{18}$ см⁻³ – концентрация электронов в *n*-области, μ_n – подвижность электронов). Таким образом, восстановление диффузионно-дрейфового равновесия протекает очень быстро, а лимитирующими

в установлении стационарного состояния являются два конкурирующих процесса: туннелирование и рекомбинация.

Согласно данным работ [86, 87] время жизни носителей определяется в общем случае тремя механизмами рекомбинации и составляет по различным данным от 0.1 до 60 нс. При этом повышение интенсивности возбуждения приводит к снижению времени жизни за счет увеличения темпов квадратичной и кубической рекомбинации. Снижение температуры также приводит к снижению времени жизни в области квадратичной рекомбинации. Наши экспериментальные оценки времени жизни показали, что оно не превышает 2 нс при максимальных плотностях мощности. Таким образом, можно сделать вывод, являются что полученные значения квантового выхода достоверными для высоких уровней инжекции и низких (криогенных) температур, когда время жизни носителей много меньше времени туннелирования. В этом случае экспериментальные данные могут описываться в рамках АВС-модели без учета туннельных утечек.

Следует отметить, проведения количественного что для анализа экспериментальных зависимостей для высоких температур И низких интенсивностей предпочтительно использовать режим непрерывной накачки, когда за время измерения успевает установиться стационарное состояние.

Таким образом, общая схема измерения зависимости квантового выхода от температуры и интенсивности возбуждения может состоять из двух этапов. На первом этапе проводится измерение в непрерывном режиме, в условиях стационарного состояния. При этом измерения проводятся до некоторого мощности возбуждения, порогового значения плотности при котором не наблюдается перегрева исследуемых образцов. В качестве показателя перегрева можно использовать длинноволновый сдвиг спектров люминесценции. На втором этапе проводятся измерения в импульсном режиме, при условии малого времени жизни по отношению к времени туннелирования, что соответствует высоким уровням накачки.

Выводы по главе 2

1. Проведены выбор и сборка различных типов монополярных структур с множественными квантовыми ямами и сверхрешетками InGaN/GaN с различными толщинами барьерных слоев от 3 до 12 нм.

2. Выбрано три типа биполярных светодиодных образцов с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN фирм Epistar и Semileds.

3. Собраны установки для измерения импульсных и статических вольт-амперных характеристик, вольт-фарадных характеристик, квантового выхода, спектров пропускания и люминесцентных свойств наногетероструктур с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN.

4. Установлены критерии применения методики измерения квантового выхода с использованием импульсных источников возбуждающего излучения. Для определения количественной величины квантового выхода импульсный режим следует использовать при условии малого времени жизни носителей заряда по отношению к времени туннелирования.

Глава 3 Перенос носителей в монополярных структурах с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN

В данной главе проведена оценка качества монополярных структур методами измерения фотолюминесценции, спектров пропускания И рентгеновской дифракции. Оценены значения встроенного электрического поля в квантовых ямах InGaN/GaN. Представлены вольт-амперные характеристики исследуемых структур характеристиках широком диапазоне температур. На вольт-сименсных В для структур с толщиной барьерного слоя 6 нм обнаружены группы пиков проводимости, свидетельствующие о наличии более чем одного разрешенного уровня энергии в пределах одного периода сверхрешетки InGaN/GaN.

Материал, представленный в этой главе, изложен в работах [88-91].

3.1 Оптические и электрические характеристики монополярных структур с квантовыми ямами InGaN/GaN

Для определения качества монополярных структур проводилось измерение квантового выхода фотолюминесценции и спектров пропускания. Исследования показали, что при комнатной температуре для структур наблюдается коротковолновый сдвиг максимума спектральной плотности λ₂ от 472 до 442 нм с уменьшением толщины барьерных слоев GaN от 12 до 3 нм (рисунок 3.1, *a*). С увеличением мощности возбуждения также наблюдается сдвиг максимума спектров фотолюминесценции в сторону коротких длин волн на 1.53, 4.38 и 6.28 нм для структур с толщиной барьеров 3, 6 и 12 нм соответственно (рисунок 3.1, б). эффект объясняется влиянием эффекта Штарка Данный В структурах со встроенными пьезоэлектрическими полями [13, 31].



Рисунок 3.1 – Спектры фотолюминесценции (*a*) и зависимости положения максимумов спектров фотолюминесценции (*б*) монополярных структур с барьерами GaN толщиной 3, 6 и 12 нм

При помощи выражения (2.2) были рассчитаны спектры пропускания исследуемых образцов (рисунок 3.2), из которых было установлено, что суммарная толщина эпитаксиальных слоёв InGaN составляет ≈ 20 нм. Сравнение расчетных и экспериментальных зависимостей спектров пропускания показало, что в исследуемых монополярных структурах доли InN *x* в KЯ InGaN/GaN составили 0.148, 0.153 и 0.169 для структур с толщинами барьеров GaN 3, 6 и 12 нм соответственно.

С использованием выражений (1.1) – (1.7) были рассчитаны напряженность встроенного электрического поля и энергетический зазор между уровнями размерного квантования в валентной зоне И зоне проводимости барьерных GaN. толщины слоев Согласно В зависимости OT данным работ [10, 29, 43, 45, 46] для расчета использовались средние значения спонтанной относительной пьезоэлектрической поляризаций И диэлектрической И проницаемости GaN и InGaN (см. таблицу 1.1). Оценки показали, что -0.84, -1.17 -1.28 МВ/см напряженности поля составляют И для структур с барьерами 3, 6 и 12 нм соответственно. Таким образом, уменьшение толщины барьеров приводит к снижению упругих напряжений и напряженности электрического поля в барьерах и КЯ структур. При помощи

выражений (1.9) – (1.10) были рассчитаны положения максимумов спектров фотолюминесценции λ_T (таблица 3.1).

Таблица 3.1 – Значения напряженности встроенного электрического поля и положения максимумов спектров фотолюминесценции монополярных структур с различной толщиной барьеров GaN

Наименования структур	<i>l,</i> нм	<i>F</i> , MB/см	λ <i>τ</i> , нм	λэ, нм
№ 1	3	-0.84	440.8	442±0.9
Nº2	6	-1.17	452.7	461±2.9
<u>№</u> 3	12	-1,28	468.1	473±3.3



Рисунок 3.2 – Сравнение экспериментальных и расчётных спектров пропускания монополярных гетероструктур на основе МКЯ InGaN/GaN с толщиной барьеров 3 нм (*a*), 6 нм (*б*) и 12 нм (*в*)

По результатам измерений температурных и мощностных зависимостей квантового выхода было установлено, что структуры обладают удовлетворительным оптическим качеством, так как их максимальный квантовый выход фотолюминесценции при комнатной температуре сопоставим с известными значениями ДЛЯ коммерчески доступных светодиодных структур [10, 58] ($\eta = 46 - 51$ %) (рисунок 3.3).



Рисунок 3.3 – Зависимости квантового выхода от мощности и температуры исследованных монополярных структур с барьерами GaN толщиной 3, 6 и 12 нм

Для сравнения качества исследуемых структур были получены спектры рентгеновской дифракции для плоскости (0002), которые представлены на рисунке 3.4. С использованием выражения (2.1) были построены зависимости полуширины пика сателлита от его номера для трех структур, которые изображены на рисунке 3.5. По углу наклона полученных кривых определена шероховатость, которая составила 0.38, 0.36 и 0.09 нм для образцов с толщиной барьеров 3, 6 и 12 нм, соответственно. Данные величины по порядку совпадают с известными из литературы значениями для подобных сверхрешеток [80, 81]. Это указывает на приемлемое качество выращенных структур.



полуширины от номера сателлита

На рисунке 3.6 представлены прямые и обратные ВАХ структуры с нанесенным барьерным контактом при комнатной температуре. Из рисунка ВАХ всех образцов носят нелинейный и видно, ЧТО несимметричный (в зависимости от полярности приложенного напряжения) вид. Это связано барьера наличием Шоттки границе Ni/n-GaN. Результаты с на работы [31] также указывают на влияние встроенных электрических полей в области МКЯ на формирование несимметричного вида ВАХ. Стоит отметить, что ограничение тока усиливается на прямой и обратной ветвях при увеличении толщины барьеров.



Рисунок 3.6 – ВАХ группы образцов монополярных структур с различной толщиной барьеров

Согласно данным работ [92, 93] высота барьера Шоттки Ni/n-GaN при комнатной температуре составляет в среднем $\Phi_{\text{Ni/n-GaN}} \approx 0.6$ эВ. исследования температурной зависимости высоты барьера Ni/n-GaN Для изготавливались тестовые образцы (см. рисунок. 2.2). С использованием теории выпрямления барьера Шоттки с туннельными переходами [94–97] из вида ВАХ была определена температурная барьера Ni/GaN, зависимость высоты представленная на рисунке 3.7. С понижением температуры высота барьера Шоттки снижается до 0.50 – 0.55 эВ. Для структур с наименьшей толщиной активной области прямое напряжение при высокой плотности тока (50 A/см²) составляет 0.7 – 0.8 В, что близко к $\Phi_{\text{Ni/n-GaN}}/e$.



Рисунок 3.7 – Зависимость высоты барьера Шоттки на границе Ni/n-GaN от температуры

Незначительное расхождение теоретического [93, 97] и экспериментального значений высоты барьера Шоттки можно объяснить дополнительным падением напряжения на сопротивлении омического контакта In/*n*-GaN, которое по нашим экспериментальным оценкам составляло 50 Ом (рисунок 3.8).



Рисунок 3.8 – Статические и импульсные ВАХ в логарифмических координатах при высокой скважности для различных температур ($T_3 > T_2 > T_1$, R_s – сопротивление контакта In/*n*-GaN, импульс – импульсный режим)

При увеличении толщины барьеров GaN с 3 до 6 нм происходит резкое увеличение прямого напряжения с 0.8 до 2 В, что объяснимо только с учетом падения напряжения на области МКЯ InGaN/GaN. Дальнейший рост толщины барьера также приводит к незначительному увеличению прямого напряжения до 2.2 – 2.3 В. Таким образом, экспериментально установлено, что при высокой плотности тока дополнительное падение напряжения в структурах с квантовыми ямами InGaN/GaN вызвано сопротивлением МКЯ, которое носит нелинейный характер. Аналогичный результат был получен в работе [31] для монополярных структур с различным числом КЯ InGaN/GaN.

На рисунках 3.9 - 3.11 представлены прямые и обратные ВАХ различных структур. Для всех ВАХ наблюдается линейный участок, до 0.2 - 0.4 В, за которым следует степенной рост тока ($I \sim U^{m}$) с показателем нелинейности $m \approx 2 - 2.5$. Подобный вид ВАХ наблюдался ранее для светодиодов на основе МКЯ InGaN/GaN в области высокой плотности тока, что связывалось с падением напряжения на области множественных квантовых ям [98–102]. Снижение температуры приводит к уменьшению тока для всех структур. Подобный характер зависимости указывает на термоактивированный механизм переноса заряда, связанный с преодолением энергетических барьеров в области МКЯ InGaN/GaN. Естественно предположить, что в качестве таких барьеров могут выступать

энергетические зазоры между уровнями квантования (или положением минизоны) и границей непрерывного спектра электронных состояний. При наличии высокой концентрации дефектов в области барьеров GaN также можно предположить термически активированное туннелирование с участием дефектов, для которого температурная зависимость тока должна быть слабее. Наблюдается усиление температурной зависимости тока при уменьшении толщины барьера: увеличение температуры в 30 раз приводит к росту тока на линейном участке в 20, 60 и 300 раз для структур с толщинами барьера 12, 6 и 3 нм, соответственно.



Рисунок 3.9 – Семейства прямых ВАХ монополярных структур с толщиной барьеров 3 нм (а) и 12 нм (б) для различных температур



Рисунок 3.10 – Семейства обратных ВАХ монополярных структур с толщиной барьеров 3 нм (а) и 12 нм (б) для различных температур

Для структуры с толщиной барьеров 6 нм обнаружены отчетливые участки отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) на прямой и обратной

ветвях ВАХ (рисунок 3.10), что указывает на наличие резонансного туннелирования [102]. Для структур с толщиной барьеров 3 нм в ряде экспериментов также наблюдались особенности. При дифференцировании прямых ВАХ особенности наблюдались при напряжении 0.12 В на вольт-сименсных характеристиках при температурах T = 10 - 100 К (рисунок 3.12).



Рисунок 3.11 – Семейства обратных (*a*) и прямых (б) ВАХ монополярных структур с толщиной барьеров 6 нм для различных температур

Согласно ранее опубликованным данным [80, 81, 104, 105] в МКЯ и СР InGaN/GaN диапазон измеряемых шероховатостей составляет 0.4 – 2.4 нм. Полученные нами данные указывают, что для структур с толщиной барьеров 6 и 12 нм, шероховатость соответствует наименьшим из ранее представленных значений. Однако структура с барьерами толщиной 3 нм проявляет достаточно высокую относительную неоднородность по толщине. Отсутствие резонансных переходов на ВАХ структур с 3 нм указывает на вырождение квантовых уровней, причиной чему может служить высокая неоднородность толщины и состава слоев КЯ. Для структур с толщиной барьеров 12 нм, видимо, КЯ становятся не связанными, то есть вероятность туннелирования сквозь барьеры бесконечно мала. Это подтверждается результатами работы [31], где также не было обнаружено эффектов резонансного туннелирования для структур с толщиной барьеров 10 нм.



Рисунок 3.12 – Зависимости проводимости *dI/dU* от напряжения для образца с толщиной барьеров 3 нм, полученные из прямой ВАХ для двух температур

При умеренных температурах (T = 200-300 K) наиболее вероятен процесс туннелирования с участием локализованных состояний (перколяция [31]), при наиболее низких температурах возможно туннелирование с участием точечных дефектов (прыжковый перенос). Экспериментальные результаты показывают, что участки отрицательной дифференциальной проводимости обнаружены только для структур с толщиной барьеров в области МКЯ InGaN/GaN 6 нм как для прямой, так и для обратной ВАХ (резонансный перенос). Также имеются незначительные особенности на прямой ВАХ структур с толщиной барьеров 3 нм в интервале температур T = 10 - 100 K.

Резонансное туннелирование или перенос по минизонам не принимается во внимание в большинстве расчетов в диффузионно-дрейфовом приближении для светодиодов из InGaN/GaN [10, 12, 31, 103]. Туннельный механизм переноса обеспечивает дополнительный «канал» проводимости и может объяснить ряд ранее полученных результатов по исследованию BAX светодиодов с активной областью на основе квантовых ям InGaN/GaN. Например, учет туннелирования мог бы объяснить улучшение растекания носителей в активной области [72] или понижение прямого рабочего напряжения светодиодов [12, 31]. В работе [72] предлагалось использование CP InGaN/GaN. Применение таких сверхрешеток с толщиной барьеров GaN сравнимых с толщиной самих КЯ позволило значительно уменьшить эффект падения квантового выхода гетероструктур с ростом тока. При такой относительно маленькой толщине барьеров носители могут туннелировать из КЯ, ближайшей к *p-n*-гетеропереходу в последующие ямы и, тем самым, их концентрация при той же плотности тока накачки оказывается ниже, чем в гетероструктурах, где барьеры туннельно не прозрачны. Это ведет к улучшению растекания носителей по всей области КЯ. Однако, в нашей работе наблюдается перенос носителей сквозь барьеры GaN толщиной в два раза больше толщины КЯ. Это достигается путем резонансно-туннельного переноса носителей по разрешенным уровням энергии в различных квантовых ямах.

3.2 Вольт-амперные характеристики монополярных структур с квантовыми ямами InGaN/GaN при условии резонансного туннелирования носителей заряда

В данном разделе будут рассмотрены более подробно монополярные структуры с толщиной барьеров 6 нм.

На рисунках 3.13, *а*, *б* представлены прямые ВАХ и зависимости дифференциальной проводимости от напряжения, полученные из ВАХ для структуры с толщиной барьеров 6 нм. Отчетливо наблюдаются спаренные пики проводимости, отстоящие друг от друга на 0.4 – 0.44 В. В каждой паре пики отстоят друг от друга приблизительно на одинаковое напряжение 0.12 В.

Оценка ширины области пространственного заряда (ОПЗ) барьера Шоттки Ni/*n*-GaN согласно выражению [94]:

$$d_{OII3} = \sqrt{\frac{2\varepsilon^{\text{GaN}}\varepsilon_0 \Phi_{\tilde{o}}}{e^2 n}},$$
(3.1)

даёт значение $d_{O\Pi 3} = 73.55$ нм при $n = 10^{17}$ см⁻³. Таким образом в равновесии область МКЯ InGaN/GaN частично попадает в ОПЗ, так как суммарная толщина областей *n*-GaN и KЯ InGaN/GaN составляет 100 нм.

Первые пики на прямой ВАХ наблюдаются при U = 0.5 - 0.55 В, что сравнимо с величиной $\Phi_{\text{Ni/n-GaN}}/e$ при температуре 11 К.



Рисунок 3.13 – Семейства прямых ВАХ (*a*) и пики проводимости *dI/dU* (*б*) для образца с толщиной барьеров 6 нм при различных температурах (1 – первая серия пиков, 2 – вторая серия пиков)

Сложная структура ВАХ также наблюдается и для обратного смещения, всего можно пронаблюдать 8 – 9 пиков проводимости (рисунки 3.14, *a*, *б*), расстояние между которыми растет при увеличении напряжения от 0.15 до 0.8 В).



Рисунок 3.14 – Семейства обратных ВАХ (*a*) и пики проводимости *dI/dU* (*б*) для образца с толщиной барьеров 6 нм при различных температурах

Наличие резонансных переходов может быть объяснено только с учетом более чем одного уровня размерного квантования E_n в пределах КЯ InGaN/GaN. Следует уточнить, что ранее, для структур с МКЯ и СР InGaN/GaN в подавляющем большинстве случаев при рассмотрении транспорта носителей заряда либо рассматривался только один уровень, либо вообще не рассматривались уровни квантования. Нам известны работы, в которых по результатам квантовомеханического расчета представлен спектр уровней, указывающий на их множественный характер [14, 106]. Наличие дополнительных уровней, по-видимому, является особенностью нитридных гетеросистем, так как в присутствии сильного встроенного электрического поля в них формируются дополнительные треугольные барьеры, ограничивающие перемещение носителей поперек образовавшейся КЯ в поле. В случае бесконечной треугольной КЯ разрешенные уровни энергии приближенно задаются следующим выражением [107]:

$$E_{n} \approx \left(\frac{\hbar^{2}}{2m_{e}}\right)^{\frac{1}{3}} \left[\frac{3\pi eF}{2m_{e}}\left(n-\frac{1}{4}\right)\right]^{\frac{2}{3}}, \ n = 1, 2, 3..\infty$$
(3.2)

При напряженности поля в барьере 1.17 MB/см, что соответствует структуре с толщиной GaN 6 нм, первые два уровня квантования в области треугольных барьеров отстоят друг от друга на ~ 0.2 эВ, что сравнимо с энергетическим зазором между пиками проводимости, обнаруженными при прямом смещении. Энергетическая разница между двумя парами пиков проводимости 0.42 эВ близка к разрыву зоны проводимости на гетерогранице InGaN/GaN.

Для подконтактной области *n*-GaN оценка положений разрешенных уровней энергии проводилась с использованием выражения для прямоугольной КЯ бесконечной глубины при толщине КЯ *a* = 20 нм [107]:

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_e a^2} n^2, \ n = 1, 2, 3..\infty$$
(3.3)

В случае прямоугольной КЯ первый и второй уровни энергии отстоят друг от друга на 0.014 эВ, что много меньше разницы между парами пиков проводимости на прямой вольт-сименсной характеристике.
Схематически электронов возможные переходы В монополярных гетероструктурах представлены на рисунке 3.15 для прямого и обратного смещений. При подаче смещения U на Ni/n-GaN в пропускном направлении *n*-GaN электроны из легированного слоя движутся В сторону барьера Шоттки Ni/n-GaN. При прямом смещении 0.45 – 0.55 В, что соответствует величине $\Phi_{\text{Ni/n-GaN}}/e$ электроны резонансно туннелируют по вторым E_2 и третьим E_3 разрешенным уровням области треугольных барьеров энергии В (переход 1 на рисунке 3.15, δ). Увеличение вероятности таких переходов с ростом поданного напряжения приводит к росту тока до первого пика. Отметим, что также возможны переходы между первыми уровнями E_1 в КЯ. Однако в этом случае ток, обусловленный прыжковым переносом носителей, когда электроны туннелируют по состояниям дефектов в барьере нитрида галлия, может быть существенно ниже резонансно-туннельного тока по вторым Е2 и третьим Е3 уровням энергии, что связано с ограничением сопротивления на последнем барьере (переход 2 на рисунке 3.15, б). Дальнейшее повышение напряжения приводит снижению резонансно-туннельной составляющей тока, к что вызвано уменьшением перекрытия разрешенных уровней энергии. При повышении напряжения на 0.12 – 0.15 В наблюдается рост тока и формирование следующего пика проводимости при прямом смещении, что связано с перекрытием второго E₂ и третьего Е₃ разрешенных уровней. Рассмотренные процессы приводят к формированию первой группы пиков проводимости на прямой вольт-сименсной характеристике. Дальнейшее повышение напряжения на 0.35 – 0.45 В приводит к падению напряжения на областях с повышенным сопротивлением, что влечет резонансное туннелирование электронов с первого разрешенного уровня энергии E_1 в КЯ (обозначение *c* на рисунке 3.15, *в*) на второй и третий уровни энергии в области барьеров (переходы 3 и 4 в КЯ b и a на рисунке 3.15, в). Переходы 3 и 4 ведут к появлению второй пары пиков проводимости.

При приложении обратного смещения электроны со стороны барьера Шоттки движутся в сторону легированного слоя *n*-GaN. По мере повышения обратного напряжения до 2.5 – 3.0 В и увеличения ширины области пространственного заряда барьера Шоттки Ni/*n*-GaN электроны поочередно туннелируют со второго разрешенного уровня на первый уровень энергии в КЯ (переход 5 на рисунке 3.15, *г*). Данные процессы, наблюдаемые при обратном смещении, ранее были подробно рассмотрены для сверхрешеток GaAs/AlGaAs в рамках теории Зенеровского пробоя [99, 108]. В отличие от межзонного туннелирования в объемных полупроводниках, в сверхрешетке наблюдается ступенчатое резонансное туннелирование по разрешенным уровням в КЯ [99].



Рисунок 3.15 – Схематическая энергетическая диаграмма активной области монополярной струтуры без приложенного внешнего смещения (*a*).
Схематическое изображение возможных резонансных переходов при прямом смещении U = 0.45 – 0.55 B ≈ Φ_{Ni/GaN}/e (б), U = 0.98 – 0.11 B (в) и при обратном смещении (*c*), *a*, *b*, *c* – порядковое обозначения КЯ InGaN/GaN

Более точный расчет уровней квантования должен проводиться с учетом сложной формы потенциальной ямы (не треугольной) и с учетом её конечной глубины (рисунок 3.16).



Рисунок 3.16 – Схематическое изображение потенциальной ямы InGaN/GaN (сплошным показана треугольная потенциальная яма)

Важно отметить, что наличие дополнительных состояний в области треугольных барьеров позволяет объяснить аномально высокую проводимость в области низких температур, а также ряд других эффектов, связанных с баллистическим переносом носителей с большой энергией. Ранее, в работах [59, 65] была представлена феноменологическая теория баллистического переноса, в которой перенос горячих носителей рассматривался с учетом туннелирования через треугольные барьеры в рамках квазиклассической аппроксимации Вентцеля-Крамерса-Бриллюэна. В этом случае авторы ввели эффективный транспортный уровень в области треугольных барьеров, по которому идет транспорт носителей. Такой подход позволил успешно объяснить эффекты, имеющееся в лазерах зеленого диапазона со встроенными полями напряженностью больше 0.3 В/см [5, 9]. Наши результаты показывают, что наличие второго уровня, выступающего в качестве транспортного в структурах InGaN/GaN, является естественным следствием квантования в области сложного потенциального рельефа периодических структур со встроенными полями.

Выводы по главе 3

Экспериментально исследован транспорт носителей заряда в модельных монополярных структурах с квантовыми ямами InGaN/GaN.

1. Проведена оценка качества монополярных структур методами измерения спектров фотолюминесценции, пропускания и рентгеновской дифракции.

2. Показано, что при комнатной температуре для структур наблюдается коротковолновый сдвиг максимума спектральной плотности от 472 до 442 нм с уменьшением толщины барьерных слоев от 12 до 3 нм. Это объясняется влиянием эффекта Штарка в структурах со встроенными пьезоэлектрическими полями на процессы рекомбинации.

3. Сравнение расчетных и экспериментальных зависимостей спектров пропускания показало, что в исследуемых монополярных структурах доли InN в квантовых ямах InGaN/GaN составили 0.148, 0.153 и 0.169 для структур с толщинами барьеров GaN 3, 6 и 12 нм соответственно.

4. что Показано, напряженности поля составляют -0.84, -1.17 и -1.28 МВ/см для структур с барьерами 3, 6 и 12 нм соответственно. Таким образом, уменьшение толщины барьеров приводит к частичной релаксации упругих напряжений и снижению напряженности электрического поля в барьерах КЯ Были рассчитаны положения И структур. максимумов спектров фотолюминесценции в зависимости от величины встроенного поля. Наблюдается удовлетворительное совпадение экспериментальной и расчетной значений данной величины.

5. Экспериментально обнаружены эффекты резонансного туннелирования в гетероструктурах с МКЯ InGaN/GaN. Установлено, что резонансно-туннельный перенос между соседними квантовыми ямами проявляется для структур с толщиной барьеров 6 нм. Для структур с толщиной барьеров 3 и 12 нм квантово-размерных эффектов не обнаружено. Для структуры с толщиной барьеров 12 нм это связано с тем, что вероятность туннелирования сквозь барьеры мала. Для структуры с толщиной барьеров 3 нм отсутствие резонансных переходов связано с технологическими факторами. Шероховатость гетерограниц структур с барьерами толщиной 3 нм составила 0.38 нм относительно 0.36 нм для образцов с толщиной барьеров 6 нм. Таким образом, наблюдается достаточно высокая относительная неоднородность по толщине.

6. Обнаруженные на прямой ветви вольт-амперных характеристик сдвоенные 0 пики проводимости свидетельствуют TOM, что В структурах с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN присутствует три разрешенных уровня энергии в пределах потенциальной ямы сложной формы. Этот результат объясним встроенных с учетом сильных электрических полей с напряженностью порядка 1 МВ/см в области барьеров. Наличие встроенных КЯ InGaN/GaN. пьезополей особенностью с является структур Как следствие, в них формируются дополнительные треугольные барьеры, ограничивающие перемещение носителей поперёк образовавшейся квантовой ямы в поле. На основе полученных результатов сформулировано первое научное положение.

Метод исследования квантово-размерных эффектов переноса является новым для данной системы материалов и имеет большой потенциал для изучения структур с MKЯ InGaN/GaN, влияния технологических факторов роста на их качество (разупорядоченность состава твердых растворов, шероховатось гетерограниц, наличие сверхрешеток, сплошных слоев или туннельно-несвязанных КЯ).

Глава 4 Электрические характеристики светодиодных структур с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN

В данной главе представлены результаты экспериментального исследования транспорта носителей заряда в светодиодных структурах с квантовыми ямами InGaN/GaN, разделенными толстыми барьерами, в связи с чем эффекты резонансного туннелирования не учитываются (см. главу 3).

Обнаружено, что, в условиях отклонения от равновесия, при низких температурах, в области небольших прямых напряжений описание транспорта носителей заряда возможно в рамках диффузионно-дрейфового приближения с учетом протекания туннельных токов через состояния структурных дефектов в барьерах GaN. Установлено, что при низких температурах возможен процесс туннельной инжекции дырок из примесных состояний Mg в область множественных квантовых ям. Выявлено, что при низких температурах, в области высоких прямых напряжений транспорт носителей носит баллистический характер, что выражается в резком росте тока при увеличении напряжения и спаде квантового выхода.

Материал, представленный в этой главе, изложен в работах [109–119].

4.1 Вольт-амперные характеристики светодиодных структур с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN

Особенности ВАХ светодиодных структур были рассмотрены для высокоэффективных светодиодов различных производителей (структуры партий № 2, 3).

На рисунках 4.1 и 4.2 представлены прямые ВАХ таких светодиодов. Для всех температур можно выделить три основных участка. На первом участке зависимость тока от напряжения близка к экспоненциальной: $J \sim \exp(A \cdot U)$. Например, для светодиодов из второй партии данный участок при T = 220 К соответствует напряжениям $U \leq 2$ В (рисунок 4.1). В интервале T = 10 - 400 К коэффициент *A* изменяется в пределах $13.3 - 9.3 \text{ B}^{-1}$ для второй партии и в пределах $12.3 - 10.1 \text{ B}^{-1}$ для третьей партии светодиодов. Для диодов из третьей партии ток на данном участке выше в $\approx 3 - 5$ раз.



Рисунок 4.1 – Семейство прямых ВАХ светодиода из второй партии для температур *T* = 10 – 400 К. На вставке – зависимость минимального значения коэффициента неидеальности от температуры для диодов из второй (*2*) и третьей (*3*) партий



Рисунок 4.2 – Семейство прямых ВАХ светодиода из третьей партии для температур T = 10 - 400 К. На вставке – спектры электролюминесценции данного светодиода для T = 300 К при напряжениях, В: 1 - 2.0, 2 - 2.1, 3 - 2.2

На втором участке ВАХ наблюдается более резкий экспоненциальный рост тока:

$$J = J_0 \exp\left[\frac{eU}{nkT}\right],\tag{4.1}$$

где $J_0 = J_0(T)$, n = n(U). При высоких температурах второй участок становится неразличим из-за высоких туннельных токов первого участка. В интервале T = 160 - 360 К минимальное значение коэффициента неидеальности $n(U) \approx 1.5 - 2$ и слабо изменяется с температурой (вставка на рисунке 4.1). При понижении температуры со 130 К до 10 К коэффициент *n* возрастает, что качественно согласуется с результатами ряда других работ, например [120]. Для температур, близких к комнатной, данный участок чаще всего связывают с термически активированной инжекцией носителей из разрешенных зон в активную область МКЯ и рекомбинацией в ней [55, 56].

После второго участка следует переход к линейному участку, обусловленному пассивным сопротивлением светодиодов и измерительной цепи. Сопротивление *R* при T = 300 K, измеренное на этом участке, для диодов в импульсном режиме при U > 5 - 6 B, составляет ≈ 3 и ≈ 1.5 Ом для партий №2 и №3 соответственно. Рост температуры приводит к слабому росту измеренного сопротивления во всем интервале *T* (изменение составляет не более 30 %).

ВАХ на третьем (переходном) участке качественно изменяется при изменении температуры. Для диодов из второй партии при *T* > 200 К ВАХ хорошо описывается формулой

$$J = J_0 \cdot \exp\left[e\left(U - JRS\right) / \left(nkT\right)\right],\tag{4.2}$$

Для диодов с меньшим сопротивлением *R* (из третьей партии) ВАХ лучше описывается при добавлении нелинейного члена:

$$J = J_0 \cdot \exp\left[e\left(U - JRS - r \cdot J^{\frac{1}{m}}\right) / (nkT)\right],\tag{4.3}$$

где r = r(T) и уменьшается с ростом температуры, m = 2-3.

Данные результаты качественно согласуются с результатами работ, в которых для объяснения вида ВАХ привлекаются механизмы двойной инжекции в компенсированную область между *p*- и *n*- областями [55], туннельной инжекции в структурах с одной квантовой ямой [59] и высокого уровня инжекции электронов из МКЯ в *p*-GaN [58].

При T < 100 К ВАХ на переходном участке усложняется. В области больших напряжений (U > 3.8 - 4 В) появляется точка перегиба, после которой ток с ростом напряжения увеличивается сильней. Для диодов из второй партии данный участок выражен ярче, а также наблюдается температурная инверсия тока (рост тока при T = 10 К). Точка перегиба соответствует началу участка резкого падения квантового выхода с увеличением плотности тока.

Зависимости нормированного квантового выхода η/η_{max} от плотности тока *J* представлены на рисунках 4.3, *a*, *б*. Полученные экспериментальные зависимости $\eta = \eta(J, T)$ согласуются с результатами других работ, например [10, 58, 62, 120]. В области *T* < 35 К квантовый выход слабо уменьшается с ростом *J* до порогового значения $J_{th} = 10^{-2} \text{ A/cm}^2$, после которого начинается резкий спад η ; в области больших *J* зависимость $\eta(J)$ хорошо описывается формулой: $\eta \sim J^{-t}$. Значение параметра *t* практически не изменяется при дальнейшем росте *T* и составляет $\sim 0.6 - 0.7$ для обеих партий диодов (*T* < 220 K). Рост температуры приводит к резкому уменьшению квантового выхода в области малых *J*, сдвигу *J*_{th} в область больших значений и слабому уменьшению $\eta(J_{th})$.



Рисунок 4.3 – Нормированные на максимальное значение (η_{max}) зависимости квантового выхода от плотности протекающего тока светодиодов из второй партии (*a*) и третьей партии (*б*) при различных температурах, К: *1* – 10, *2* – 35, *3* – 70, *4* – 100, *5* – 130, *6* – 160, *7* – 220, *8* – 300, *9* – 360

В общем, полученные результаты согласуются с представленными ранее данными других авторов [10, 52–58, 121, 122]. На ВАХ также наблюдаются участки, связанные с туннельными и рекомбинационными токами, температурнозависимый участок перехода от рекомбинационного тока к омическому. Ha сложный характер второго и третьего участков BAX В области T < 100 К обращено внимание впервые в работе [122]. Анализ результатов ряда других, более поздних работ [31, 124–125], показал совпадение с нашими данными для этого участка. Для качественного анализа механизма протекания тока в данной области температур рассмотрим зависимости квантового выхода от плотности тока.

На втором участке ВАХ квантовый выход электролюминесценции сохраняет высокое значение при низких температурах до некоторого порогового значения J_{th} . Из этого следует, что протекание тока в данной области T и J сопровождается в основном процессами излучательной рекомбинации, несмотря на низкую температуру, которая должна приводить к вымораживанию дырок и снижению коэффициента инжекции носителей в активную область [121, 129]. Для объяснения этого экспериментально полученного результата следует учитывать преобладающее влияние инжекции дырок из локализованных примесных состояний Mg. Для подтверждения данного предположения покажем далее, что концентрация дырок в валентной зоне *p*-GaN недостаточна для поддержания экспериментально наблюдаемых значений рекомбинационного тока.

Будем считать, что ток при низких температурах ограничен скоростью МКЯ. область Это поступления дырок В условие оправдано, так как концентрация электронов в *n*-GaN, много больше концентрации дырок в *p*-GaN при любых температурах. На это указывают экспериментальные данные [129], согласно которым удельное сопротивление n-GaN, легированного Si, увеличивается не более чем на один порядок при уменьшении температуры 10 К. При этом сопротивление *p*-GaN увеличивается ДО более чем на 3 порядка [131]. С другой стороны, длина свободного пробега электронов сопоставима с толщиной области МКЯ [7, 9, 74–76]. Тогда, максимальное значение плотности тока излучательной рекомбинации J_r^{\max} должно определяться концентрацией свободных равновесных дырок В p-GaN, И из условия непрерывности тока следует:

$$J_r^{\max} = e \cdot p \cdot v, \qquad (4.4)$$

где *р* – концентрация свободных дырок, *v* – скорость дырок. Если принять 10^{7} см/с \approx (завышенная v оценка максимальной скорости), то $J_r^{\text{max}} = 1.6 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Кл} \cdot \text{см}}{c} p$. При T < 100 К для экспериментальных значений $J_r^{\text{max}} \approx 0.1 - 1 \text{ А/см}^2$ концентрация дырок должна равняться $p \approx (6 - 60) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Данное значение существенно выше концентрации свободных носителей в *p*-GaN при T < 100 К. На это, в частности, указывают экспериментальные данные работы [130], из которых следует, что для известных уровней легирования при T < 160 – 300 К в p-GaN, легированном Mg, наблюдается переход к проводимости по примесной зоне. Согласно данным работы [130], концентрация

свободных носителей при T < 100 К не превышает $\approx 10^{10}$ см⁻³. Из представленных результатов следует, что при низких температурах инжекция дырок в основном реализуется не из разрешенной зоны, а из примесных состояний Mg за счет туннелирования (рисунок 4.4).



Рисунок 4.4 – Схематическое изображение механизмов инжекции в квантовую яму за счет туннелирования дырок из примесных состояний акцептора (*J*_{*p*1}) и термической активации из валентной зоны (*J*_{*p*2}). *E*_{*Mg*}, *E*_{*v*} – энергетические уровни акцептора Mg и потолка валентной зоны соответственно

Следует отметить, что для диодов из третьей партии рекомбинационный ток на рассматриваемом участке существенно выше (до 1 – 2 порядков). Данные диоды отличаются также более высокими туннельными токами и наличием длинноволновой линии туннельно-рекомбинационной электролюминесценции.

По-видимому, высокая концентрация дефектов облегчает процессы туннельной инжекции из примесных состояний в область МКЯ. Вследствие этого, при температурах T > 100 К наряду с термически активированной инжекцией в формирование ВАХ может давать вклад инжекция из примесных состояний Mg, если концентрация дефектов в структуре высока. Уточним, что данный механизм инжекции привлекался ранее другими авторами для объяснения аномального поведения прямых ВАХ светодиодов на основе InGaN/GaN при комнатной температуре [132].

Точка перегиба на ВАХ при $J = J_{th}$ и T < 100 К соответствует переходу к новому механизму инжекции. Согласно данным работ [9, 58], резкое падение квантового выхода, которое, в нашем случае, соответствует новому участку ВАХ,

связано с утечкой электронов в *p*-GaN. При низких температурах наиболее вероятен механизм баллистической инжекции электронов (над областью МКЯ) из *n*-GaN в *p*-GaN, так как концентрация равновесных свободных электронов в области МКЯ много больше концентрации дырок примесной проводимости в *p*-GaN. При повышении температуры утечка свободных электронов из области МКЯ должна расти. Сохранение вида степенной зависимости $\eta \sim J^{-t}$ при увеличении *T* позволяет утверждать, что баллистический режим инжекции электронов является преобладающим по крайней мере до *T* = 220 К.

Дальнейший рост температуры (T > 100 K) усложняет интерпретацию ВАХ во второй и третьей областях. При средних температурах следует учитывать два вида инжекции дырок из *p*-GaN (см. рисунок 4.4) и, по крайней мере, два механизма рекомбинации — безызлучательную с участием дефектов и межзонную излучательную. В области высоких температур на втором участке ВАХ существенный вклад могут давать туннельные токи первого участка.

Таким образом, качественный анализ прямых ВАХ светодиодов «синего» диапазона на основе МКЯ InGaN/GaN показал, что при температурах T < 100 К и напряжениях U < 3.8 - 4 В ток обусловлен инжекцией дырок из примесных состояний Mg за счет туннелирования и рекомбинации в квантовых ямах. При этом значительная часть напряжения, по всей видимости, падает на области МКЯ, так как ее сопротивление велико по сравнению с сопротивлением *p*-GaN. При напряжениях U > 3.8 - 4 В для низких температур возможен переход к баллистическому режиму инжекции электронов из n-GaN в *p*-GaN. Рост температуры (T > 100 K) приводит к увеличению вклада термически активированной инжекции электронов областей *p*-GaN дырок И ИЗ и МКЯ соответственно. В структурах с бо́льшей концентрацией дефектов переход к термически активированному режиму инжекции происходит при более высоких температурах. Экспериментальные зависимости квантового выхода от плотности тока позволяют утверждать, что баллистический режим инжекции электронов проявляется по крайней мере до температуры $T \approx 220$ К.

Относительно недавно о нетермическом характере переноса носителей сообщалось в работе [31], где проводилось трехмерное численное моделирование транспорта в диффузионно-дрейфовом приближении для структур с МКЯ и монополярным типом проводимости. Было показано, что диффузионно-дрейфовый подход не способен объяснить экспериментальные результаты даже при учете процессов перколяции носителей в местах, обогащенных InN. Фактически это выражается в появлении слабой зависимости параметров активации по Ричардсону и заниженных (по отношению к расчету) напряжениях смещения для температур ниже комнатной. Уточним, что авторы работы [31] исследовали влияние толщины квантовых ям на транспорт при неизменной толщине барьеров, равной 10 нм. Как было показано в главе 3, снижение толщины барьеров в области МКЯ InGaN/GaN приводит к появлению каналов дополнительной туннельной проводимости за счет резонансного туннелирования электронов между соседними квантовыми ямами, что было впервые показано в наших работах [88, 89].

4.2 Перенос носителей заряда в светодиодных структурах с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN

В данном подразделе будет рассмотрен более подробно перенос носителей в биполярных структурах (структура №1) с большой толщиной барьеров характерной для большинства исследуемых светодиодов синего диапазона с МКЯ InGaN/GaN [7, 8, 11–12, 16–19, 31, 54, 55, 58, 67–70], когда отсутствуют эффекты резонансного туннелирования.

Прямые ветви ВАХ диодов со структурой №1 для различных температур представлены на рисунке 4.5. Аналогично ранее проведенным результатам на ВАХ диодов в режиме электролюминесценции можно выделить 2 – 3 участка для различных температур. На первом участке наблюдается резкий, экспоненциальный рост силы тока вида (4.1).



Рисунок 4.5 – Прямые ветви ВАХ диодов серии 1 при различных температурах (в К). Пунктирной линией показаны границы различных участков ВАХ: *1* – первый участок; *2* – второй участок (*2.1* и *2.2* – второй участок до точки перегиба и после нее, соответственно); *3* – третий участок

В интервале температур T = 160 - 360 К минимальное значение коэффициента неидеальности $n(U) \approx 1.7 - 2$ и слабо изменяется с температурой. При понижении температуры со 160 К до 10 К коэффициент *n* возрастает до 19 – 27, что может быть связано с искажением формы ВАХ за счет сильного ограничения тока последовательным сопротивлением, зависящим от *T*. Для температур, близких к комнатной, первый участок чаще всего описывают в рамках аналитических моделей с учетом диффузионно-дрейфового приближения, которые дают ВАХ вида (4.1). В этом случае ток ограничивается либо рекомбинацией носителей в области МКЯ, либо диффузией электронов в *p*-области, как показано в подразделе 4.1.

После первого участка следует переход к линейному участку ВАХ, обусловленному пассивным сопротивлением светодиодов. Сопротивление диодов R при T = 300 K, определенное в импульсном режиме на третьем участке ВАХ (при U > 5 В), составляет ≈ 2 Ом. Аналогично результатам исследования, изложенным в подразделе 4.1, рост температуры приводит к слабому росту

измеренного сопротивления во всем интервале температур (изменение составляет не более 30 %).

ВАХ на втором (переходном) участке качественно изменяется при изменении температуры. При T > 200 К ВАХ хорошо описывается формулой (4.3) коэффициентом r, уменьшающимся с ростом температуры ($m \approx 2$). С При T < 200 К ВАХ на переходном участке усложняется. В области больших напряжений (U > 3.8 - 4.6 B) появляется точка перегиба, после которой ток с ростом напряжения увеличивается сильней. Точка перегиба соответствует началу участка падения внешнего квантового выхода электролюминесценции п увеличением тока. Зависимости нормированного квантового С выхода электролюминесценции η_{max} от *I* представлены на рисунке 4.6. Полученные экспериментальные зависимости $\eta = \eta(I, T)$, аналогично рассмотренным в подразделе 4.1, согласуются с результатами других работ. Например, при низких температурах квантовый выход слабо уменьшается с ростом I до некоторого порогового значения $I_{\rm th}$, после которого начинается резкий спад η .



Рисунок 4.6 – Зависимости квантового выхода электролюминесценции от силы тока при различных температурах (в К). Нормировка проводится на максимальное значение квантового выхода при температуре T = 10 К.

Вследствие этого на зависимости η от *T* в области высоких токов наблюдается инверсия температурной зависимости квантового выхода –

при увеличении температуры квантовый выход растет. Такое поведение η от *T* является нетипичным, на обсуждении чего мы остановимся позднее.

На рисунке 4.7 представлены зависимости квантового выхода фотолюминесценции от мощности возбуждения P_0 при разных температурах. Отметим, что здесь не наблюдается инверсии температурной зависимости квантового выхода, а общий вид зависимости может быть описан при помощи АВС-модели рекомбинации (выражение (1.13), подраздел 1.4).



Рисунок 4.7 – Зависимости внешнего квантового выхода фотолюминесценции от мощности возбуждения при различных температурах (в К)

В области малой интенсивности накачки квантовый выход резко спадает с увеличением T, что обусловлено температурной зависимостью темпа безызлучальной рекомбинации. В области больших интенсивностей накачки начинает играть существенную роль темп оже-рекомбинации, что приводит к спаду η при росте P_0 .

Для сравнения экспериментальные зависимости квантового выхода от *T*, измеренные в различных режимах, представлены на рисунке 4.8. При низких интенсивностях возбуждения в режиме ФЛ наблюдается спад квантового выхода при увеличении *T*, что согласуется с результатами других работ [13, 15, 47]. В этом случае температурная зависимость квантового выхода обусловлена температурной зависимостью времен жизни излучательной рекомбинации и рекомбинации

Шокли-Рида. В рамках АВС-модели квантовый выход для данного низкого уровня возбуждения определяется соотношением коэффициентов безызлучательной и излучательной рекомбинации.



Рисунок 4.8 – Температурные зависимости квантового выхода светодиода с МКЯ InGaN/GaN при фото- (ФЛ) и электролюминесценции (ЭЛ) для различных уровней возбуждения

Из рисунка 4.8 следует, что при высоком уровне возбуждения для режима $\Phi Л$ наблюдается слабая температурная зависимость квантового выхода. Аналогичный результат был получен ранее в ряде работ для режимов $\Phi Л$ и ЭЛ [13, 15, 133]. Если учесть, что спад квантового выхода, который наблюдается в данной области, связан с оже-процессом, то это указывает на слабую зависимость коэффициента *C* от *T*.

Результаты исследования квантового выхода в режиме ЭЛ также качественно согласуются с результатами ряда работ [16, 58, 62, 120, 121]. В области невысокой плотности тока увеличение температуры приводит к уменьшению квантового выхода. Это обусловлено тем, что время жизни безызлучательной рекомбинации с повышением температуры становится меньше времени жизни излучательной рекомбинации. В области высокой плотности тока имеет место сильная инверсия температурной зависимости квантового выхода, по мере роста температуры квантовый выход увеличивается более чем на порядок.

Стоит отметить, что для режима ЭЛ инверсия температурной зависимости квантового выхода в эксперименте наблюдается не всегда [11]. Так,

в работах [133, 134] авторы наблюдали снижение квантового выхода с увеличением температуры при высокой плотности тока, что в нашем случае аналогично режиму ФЛ. Возможное объяснение этому несоответствию будет представлено в рамках предложенной модели баллистической утечки.

Для анализа механизма протекания тока рассмотрим сначала ВАХ в области невысокой (до плотности тока спада квантового выхода). В работах [65, 135] для объяснения зависимости вида (4.3) предложена аналитическая модель, учитывающая ток, ограниченный пространственным зарядом (ТОПЗ) при монополярной инжекции электронов. Подвижность электронов много больше подвижности дырок и процесс рекомбинации носителей происходит в основном в первой квантовой яме со стороны *p*-слоя; большая часть квантовых ям со стороны *n*-слоя содержит избыточные инжектированные электроны, заряд которых создает дополнительное падение напряжения, равное $r(T) \cdot I^{1/m}$.

Здесь следует отметить, что предложенный механизм может привлекаться в случае, когда диффузионная длина электронов *L_n* много меньше толщины активной области МКЯ. Для диффузионного переноса в разрешенных зонах GaN это условие комнатной температуре L_n не выполняется. так как при \approx 100 HM, что сопоставимо с толщиной МКЯ. В случае же прыжкового характера переноса, когда электроны туннелируют по состояниям дефектов в барьерах нитрида галлия, эффективное значение L_n, как правило, ниже на несколько порядков. Таким образом, использование модели ТОПЗ для структур с МКЯ InGaN/GaN должно учитывать прыжковый характер переноса носителей между КЯ.

Для описания прыжкового транспорта в светодиодных структурах с МКЯ В настоящей работе предлагается использовать подход, разработанный для аморфных полупроводников с экспоненциальным распределением состояний дефектов в запрещенной зоне. Действительно, пленки нитрида галлия, на сапфировых подложках методом газофазной выращенные эпитаксии из металлоорганических соединений, имеют высокую плотность дефектов, распределенную по экспоненциальному закону в запрещенной зоне [136].

В работе [137] показано, что прыжковый перенос может быть представлен как туннелирование носителей по дефектам вблизи некоторого транспортного уровня *E*_t, расположенного в запрещенной зоне, и при этом возможен захват носителей на более глубокие уровни – ловушки. В этом случае уровень *E*_t смещается к центру запрещенной зоны при понижении температуры [134].

Теория ТОПЗ при накоплении носителей на мелких ловушках дает следующее выражение для ВАХ [138]:

$$I = \left[9 \cdot S \varepsilon \mu_n N_c / \left(64 \cdot N_{\rm trap} L^3\right)\right] \exp\left(-\Delta E / kT\right) \cdot U^2 = \left[r(T)^{-2}\right] \cdot U^2, \qquad (4.5)$$

где $N_{\rm c}$ – эффективная плотность квантовых состояний в зоне проводимости, $N_{\rm trap}$ – концентрация ловушек, L – толщина слоя накопления заряда, ε – диэлектрическая проницаемость, μ_n – подвижность электронов, ΔE – энергия ионизации ловушек.

Выбор модели мелких ловушек обеспечивается выполнением условия для энергии Ферми (*F*), которое должно выполняться при невысоких уровнях инжекции:

$$E_{\rm trap} - F > kT \,. \tag{4.6}$$

Энергию ловушек E_{trap} мы соотносим с уровнем квантования в КЯ InGaN/GaN. Следует отметить, что для выбранной модели прыжкового переноса энергия ΔE представляет собой разницу между E_t и E_{trap} , которая должна уменьшаться при снижении температуры. Из выражения (4.5) нетрудно показать, что энергию активации можно найти по экспериментальным значениям r(T) путем дифференцирования логарифмической зависимости по переменной T^{-1} :

$$E_t(T) - E_{\text{trap}} = \Delta E(T) = 2 \cdot kd \left[\ln(r(T)) / d \left[T^{-1} \right] \right].$$
(4.7)

Для проверки применимости изложенной модели измеренные ВАХ (4.3)аппроксимировались зависимостью для нахождения температурной зависимости (4.7). В силу того, что при T < 160 К первый участок ВАХ сильно искажается и значение коэффициента неидеальности *n* не удается вычислить, для всех температур коэффициент *n* брался равным 1.85 (среднее значение для температур T = 160 - 360 К). Коэффициент *m* в выражении (4.3) брался равным 2, сопротивление R = 2 Ом, в качестве подгоночных параметров использовали r и I_0 . Аппроксимацию ВАХ проводили для участков 1 и 2.1 (рисунок 4.5), так как при больших напряжениях (при спаде квантового выхода) механизм протекания тока меняется, о чем было упомянуто выше.

На рисунке 4.9 представлены результаты расчета. Наилучшего соотношения теоретических BAX экспериментальных И удалось добиться для $T \ge 70$ К. Полученная из ВАХ температурная зависимость энергии активации ΔE представлена на рисунке 4.10, *а* (кривая 1). Из рисунка видно, что при изменении температуры от 35 до 300 К энергия активации увеличивается от 10 до 140 мэВ. Интересно отметить, что, согласно результатам измерений частотной зависимости электрической емкости, в структурах также наблюдается локализованное состояние (ловушка), это выражается в появлении ступеньки частотной зависимости электрической емкости (рисунок 4.10, б). на Эффективная энергия активации ловушек также зависит от температуры. Из рисунка 4.10, а (кривая 2) следует, что в этом случае при изменении температуры от 35 до 300 К энергия активации увеличивается от 13 до 180 мэВ, что близко результатам, полученным BAX при аппроксимации к ИЗ выражением (4.3). Данные значения существенно ниже разрыва зон на границах КЯ InGaN/GaN, равного 350 – 400 мэВ, что согласуется с результатами работы [93].



Рисунок 4.9 – Экспериментальные (точки) и расчетные (линии) прямые ветви ВАХ светодиодов при различных температурах



Рисунок 4.10 – Зависимости энергии активации ловушек от температуры: 1 – по данным измерений ВАХ; 2 – по данным измерения электрической емкости (*a*), и частотные зависимости электрической емкости для различных температур (в К) (б)

Подчеркнем, что механизм ограничения тока в области МКЯ может иметь и иную природу, отличную от ТОПЗ. Например, в рамках диффузионно-дрейфового приближения также возможно объяснение с учетом термоэлектронной эмиссии с участием дефектов, либо диодной теорией Шокли для высокого уровня инжекции. Так или иначе, эмпирическая формула (4.3) остается справедливой и может быть использована в моделировании рассмотренного участка ВАХ или квантового выхода.

Рассмотрим ВАХ после точки перегиба. Как было показано ранее, при увеличении напряжения происходит резкий спад квантового выхода электролюминесценции, в отличие от режима фотолюминесценции. Качественное отличие температурной зависимости квантового выхода в области высокого уровня инжекции для двух режимов говорит о том, что в режиме ЭЛ появляется дополнительный механизм безызлучательной рекомбинации при низких температурах (дополнительный к потерям, связанным с оже-рекомбинацией). При этом рассматриваемые потери излучения не могут быть связаны с температурной зависимостью коэффициентов рекомбинации [11] или активацией рекомбинационных центров с меньшим временем жизни при увеличении концентрации носителей [139] (на это указывает сравнение результатов измерения квантового выхода при ФЛ и ЭЛ). Наиболее очевидным ответственным за потери, является утечка носителей процессом, заряда из активной области при высокой плотности тока. При этом наиболее вероятной является утечка электронов в *p*-область, так как они обладают меньшей эффективной массой и относительно однородно заполняют все квантовые ямы [9, 72]. Дырки же, в основном, локализуются в области первых КЯ (со стороны *p*-слоя). Тем более это справедливо для низких температур, когда имеет место инжекция дырок из примесных состояний акцептора (как показано в подразделе 4.1).

Использование представлений о квазиравновесном состоянии системы, положенных в основу диффузионно-дрейфовой модели переноса заряда в структурах с КЯ InGaN/GaN, не способно объяснить инверсию температурной зависимости квантового выхода вследствие утечки. Главным образом это связано с экспоненциальным снижением вероятности термического выброса электронов из квантовых ям при уменьшении температуры. Косвенным подтверждением этого служат результаты работы [31], в которой проводился учет неоднородности состава InGaN трехмерном моделировании транспорта носителей слоев при

в диффузионно-дрейфовом приближении. Было показано, что такая модель работает при температурах, близких к комнатной; в области низких температур наблюдается расхождение расчетных и экспериментальных данных. С другой работ [16. 128]. стороны, результаты в которых показано, что в диффузионно-дрейфовом приближении возможна инверсия температурной квантового выхода, соответствуют зависимости условиям термически активированной инжекции при температурах выше комнатной. В нашей же работе (подраздел 4.1) показано, что при криогенных температурах преобладает туннельная инжекция дырок из локализованных состояний.

На наш взгляд, среди возможных механизмов низкотемпературной утечки следовало бы рассматривать туннелирование электронов из активной области в *p*-область по состояниям дефектов, либо баллистический перенос электронов над КЯ [59–61, 121]. В настоящей работе рассматривается второй из упомянутых механизмов. Тем не менее, моделирование температурной инверсии квантового выхода с учетом туннельной утечки в литературе нами также не обнаружено.

Баллистический перенос характеризуется временем релаксации носителей заряда; наиболее вероятным механизмом рассеяния энергии в GaN является взаимодействие с оптическими фононами [7]. При упругом рассеянии время релаксации, как и длина свободного пробега электронов, увеличиваются при снижении температуры [143–146], ЧТО должно приводить К росту С было баллистической утечки. другой стороны, показано, ранее что сопротивление области МКЯ растет при снижении температуры. Тогда падение напряжения на области МКЯ также будет увеличиваться при уменьшении температуры для одинаковых плотностей тока. В итоге потенциальная энергия инжектированных из *n*-области электронов должна расти за счет приложенного к области МКЯ напряжения, повышая их эффективную температуру. Таким образом горячие носители преодолевают область МКЯ без существенного рассеяния энергии, давая вклад в утечку электронов и снижение квантового выхода.

4.3 Модель переноса горячих носителей в множественных квантовых ямах InGaN/GaN при низких температурах

предложенной модели область МКЯ разбивается на В две части: 1 – область протекания тока, ограниченного пространственным зарядом (SCLC); 2 – область пространственного заряда электронно-дырочного перехода (SCR). Для описания модели на рисунке 4.11 схематично представлены энергетические диаграммы активной области светодиода с семью КЯ в равновесии (a) и при прямом смещении (б). Предполагается, что снижение температуры приводит к увеличению роли туннельной составляющей проводимости МКЯ, когда носители из одной квантовой ямы переходят в другую за счет прыжкового транспорта (туннелирование по дефектам). Как уже было показано в подразделе 4.2, использование такого подхода позволяет описать экспериментальные ВАХ в области низких температур до пороговой плотности тока, соответствующей началу участка спада квантового выхода. В этом случае, плотность тока, ограниченного пространственным зарядом, захваченным на мелкие ловушки, подчиняется выражению (4.5):

$$J_{t} = \left[r(T) \right]^{-2} \cdot U_{SCLC}^{2}, \qquad (4.8)$$

где U_{SCLC} – напряжение на области накопления заряда в МКЯ, r(T) – эмпирический коэффициент, который находится из экспериментальных ВАХ.



Рисунок 4.11 – Схематическое изображение энергетических диаграмм светодиода с МКЯ InGaN/GaN в равновесии (*a*) и при прямом смещении *U* (*б*)

При достижении некоторого значения прямого напряжения на светодиоде, у инжектированных из *n*-области электронов появляется дополнительная энергия E_b , что приводит к росту баллистической составляющей проводимости через всю область МКЯ (рисунок 4.11, δ). Плотность баллистического тока утечки предлагается рассчитывать согласно следующему выражению [62, 144]:

$$J_{b}(U_{b}) = e \cdot \int_{0}^{\infty} f(E,T) N(E,T) \exp\left[-\frac{W}{\tau_{sc} \nu(E+eU_{b},T)}\right] \cdot \nu(E+eU_{b},T), \quad (4.9)$$

где $U_b = E_b/e$, W – толщина активной области светодиода, E – энергия электронов относительно дна зоны проводимости, f – функция Ферми-Дирака, N – плотность

квантовых состояний в зоне проводимости, v - скорость электронов, τ_{sc} – время релаксации энергии для электронов.

Для учета различных механизмов рекомбинации в настоящей работе плотность рекомбинационного тока (*J*_R) рассчитывается согласно выражению:

$$J_{R}(U_{p-n}) = J_{nrad} + J_{rad} =$$

$$= ed \left[An_{i} \exp\left(\frac{eU_{p-n}}{2kT}\right) + Cn_{i}^{3} \exp\left(\frac{3eU_{p-n}}{2kT}\right) + Bn_{i}^{2} \exp\left(\frac{eU_{p-n}}{2kT}\right) \right],$$

$$(4.10)$$

где *d* – ширина квантовой ямы (предполагается, что при низких температурах рекомбинация носителей происходит только в первой со стороны *p*-области КЯ), *n*_i – концентрация собственных носителей, *U*_{*p*-*n*} – напряжение, приложенное к области пространственного заряда электронно-дырочного перехода.

Аналитическое выражение (4.10) является упрощенным и получено из общего определения рекомбинационного тока без учета диффузионно-дрейфового перераспределения носителей в пределах активной области (ток ограничивается только рекомбинацией в одной КЯ). Схема вывода плотности рекомбинационного тока для линейного и квадратичного случаев рекомбинации представлена в работе [145], аналогично выводится зависимость $J = J(U_{p-n})$ для кубической рекомбинации. Использование выражения (4.10) позволяет учесть выводы ABC-модели при расчете зависимости квантового выхода от плотности тока и температуры.

Таким образом, рассматриваемая модель базируется на решении системы уравнений (4.8) – (4.10) для эквивалентной схемы активной области светодиода, представленной на рисунке 4.12. Для моделирования зависимости квантового выхода от плотности тока и температуры используется следующее выражение:

$$\eta(J) = \frac{J_{rad}}{J},\tag{4.11}$$

где J – плотность полного тока через всю структуру, являющаяся суммой выражений (4.8) – (4.10). Напряжение на МКЯ рассчитывается согласно выражению $U = U_{SCLC} + U_{p-n}$.



Рисунок 4.12 – Эквивалентная схема активной области светодиода с МКЯ InGaN/GaN, используемая в моделировании

Пример расчета BAX светодиодной структуры с МКЯ InGaN/GaN с использованием выражений (4.5), (4.9) и (4.10) при различных значениях времени представлен на рисунке 4.23. В расчете использовались следующие τ_{sc} значения: $S = 10^{-2}$ см², $\mu_n = 5$ см²/(B·c), W = 100 нм, R = 1 Ом, T = 100 К, $N_{\rm c} \cdot \exp(\Delta E/kT)/N_{\rm trap}$ 10^{3} . Из сравнения экспериментальных = данных (рисунки 4.1, 4.2 и 4.5) с расчетными (рисунок 4.13) видно, что общий вид ВАХ в обоих случаях совпадает: вначале имеется рост тока с ограничением при напряжениях 3 – 4 В, после которого наблюдается «излом» с последующим резким ростом тока.



Рисунок 4.13 – Расчетные ВАХ для светодиодной структуры с МКЯ InGaN/GaN для различных значений т_{sc}

Покажем далее, что представления о баллистической утечке также могут объяснить инверсию температурной зависимости квантового выхода в режиме электролюминесценции. Уточним, что в действительности описанная модель содержит ряд неизвестных параметров, главным образом *A*, *B*, *C* и τ_{sc} . Данные параметры должны зависеть от температуры и в некоторой степени определяться конструкцией и технологией изготовления экспериментальных образцов. Измерение их температурных зависимостей затруднительно, и поэтому на данном этапе исследований представляется возможным лишь качественный анализ с использованием литературных сведений о значениях величин *A*, *B*, *C* и τ_{sc} .

В качестве не зависящих от температуры в расчете использовались следующие параметры: $C = 10^{-30}$ см⁶/с [146], $\tau_{sc} = 9 \cdot 10^{-15}$ с [62], d = 2 нм, W = 100 нм. Коэффициент оже-рекомбинации должен расти с повышением температуры тепловой скорости носителей, за счет роста согласно экспериментальным данным, зависимость С от Т является слабой и определяется лишь тепловой скоростью [140, 141]. С другой стороны, параметр τ_{sc} может увеличиваться при снижении температуры [140]. Тем не менее, использование точных зависимостей *C* и τ_{sc} от температуры не должно повлиять на качественный вид зависимости квантового выхода от температуры и плотности тока, а увеличение τ_{sc} при снижении *T* должно приводить к усилению процесса утечки электронов при низких температурах.

Значения параметров, зависящих от температуры, представлены в таблице 4.1. Значения r(T) получены путем аппроксимации экспериментальной ВАХ измеренного светодиода с использованием выражения (4.3) по методике, изложенной в подразделе 4.1. Значения коэффициентов *A* и *B* для комнатной температуры взяты из работы [146]. Температурные зависимости коэффициентов рекомбинации выбраны из общих представлений о том, что время жизни безызлучательной рекомбинации с понижением температуры увеличивается, а время жизни излучательной рекомбинации – уменьшается [1]. Порядок изменения *A* и *B* при понижении температуры выбирался согласно данным работы [139], это позволило добиться качественного совпадения расчетных и экспериментальных зависимостей $\eta(T, J)$ для области низких плотностей тока.

Таблица	4.1	_	Значения	параметров,	использованных	В	моделировании
зависимо	стей і	кван	тового вых	ода от темпера	туры и плотности	ток	a.

Температура, К	80	160	220	300	360
$A (c^{-1})$	$0.3 \cdot 10^{6}$	$2 \cdot 10^{6}$	8·10 ⁶	$1.5 \cdot 10^{7}$	2.10^{7}
$B(\mathrm{cm}^3\cdot\mathrm{c}^{-1})$	5·10 ⁻¹⁰	$2 \cdot 10^{-10}$	4·10 ⁻¹¹	1.5.10-11	1.10-11
$r (B/A^{1/2})$	106	64	5	1.5	0.5

Результаты моделирования представлены на рисунках 4.14 и 4.15. Из рисунка 4.14 следует, что увеличение температуры приводит к сдвигу зависимости $\eta(J)$ в область высоких плотностей тока, что качественно согласуется с нашими экспериментальными данными (см. рисунок 4.3) и результатами других работ [16, 58, 62, 121, 122]. В итоге этого в области высоких плотностей тока появляется инверсия температурной зависимости квантового выхода (рисунок 4.15).



Рисунок 4.14 – Зависимости квантового выхода электролюминесценции светодиода с МКЯ InGaN/GaN от плотности тока, рассчитанные для различных температур (коэффициент вывода излучения принимался равным единице)



Рисунок 4.15 – Рассчитанная температурная зависимость квантового выхода электролюминесценции светодиода с МКЯ InGaN/GaN для плотности тока J = 10 A/см²

Как показано на рисунке 4.14, зависимость КВ от плотности тока в области спада квантового выхода качественно изменяется при повышении температуры до 300 К. При низких температурах ($T \le 220$ К) КВ резко снижается с увеличением причине баллистической плотности тока по роста утечки. ИЛИ. что то же самое – увеличения соотношения *J_b/J_R*. При высоких температурах $(T \ge 300 \text{ K})$ область спада КВ можно разбить на две части. Первая соответствует относительно слабому уменьшению КВ при увеличении плотности тока (интервал $\eta_b < \eta < \eta_{max}$, отмеченный на рисунке 4.14). Анализ модели показывает, что данная область связана с влиянием процесса оже-рекомбинации. Вторая часть характеризуется резким снижением квантового выхода (интервал 0 < η < η_b на рисунке 4.14). В данном случае природа снижения квантового выхода такая же, как при *T* ≤ 220 К.

Таким образом, результатов моделирования ИЗ следует, что оже-рекомбинация оказывает наибольшее влияние на эффект спада квантового увеличении выхода при плотности тока для температур, близких к комнатной (и выше). При более низких температурах наиболее существенное влияние на спад КВ оказывает баллистическая утечка электронов в *p*-область.

Дополнительные расчеты показали, что роль баллистической утечки электронов снижается при уменьшении падения напряжения на области МКЯ. Формально, это означает, что чем меньше параметр r, тем при больших значениях плотности тока начинается баллистическая утечка. В пределе, при r = 0, описанная модель полностью переходит в АВС-модель, когда отсутствует инверсия температурной зависимости КВ в области высоких плотностей тока. При этом ВАХ не наблюдается ограничение тока, кроме на омических потерь на последовательном сопротивлении контактов и пассивных областях светодиода. С этих позиций становится очевидным объяснение результатов ряда работ, в которых экспериментальные зависимости $\eta(T, J)$ описываются ABC-моделью. Вероятно, АВС-модель применима для светодиодов, активная область которых содержит малое количество КЯ, сверхрешетку (набор КЯ, разделенных барьерами с малой толщиной) либо не содержит дополнительных буферных слоев со стороны *п*-слоя, приводящих к ограничению тока при низких температурах. В таких светодиодах сопротивление активной области мало в силу однородного растекания дырок и электронов по всем слоям структуры. Однако, анализ с этих позиций затруднителен для уже имеющихся в литературе данных. Это связано с тем, что большая часть исследований проводилась ранее на коммерческих светодиодах, особенности строения активной области которых детально не описываются.

Выводы по главе 4

Экспериментально исследован транспорт носителей заряда в светодиодных структурах «синего» диапазона с КЯ InGaN/GaN.

1. Установлено, что в условиях отклонения от равновесия, при низких температурах (T < 160 - 220 К), в области невысоких прямых напряжений (менее 3 – 4 В) возможно описание транспорта носителей заряда в рамках диффузионно-дрейфового приближения с учетом протекания туннельных токов через состояния структурных дефектов в барьерах GaN. Предложена упрощенная аналитическая модель переноса заряда в активной области светодиодов, учитывающая ток, ограниченный пространственным зарядом при монополярной инжекции электронов с захватом их на мелкие ловушки. Показано, что в условиях туннелирования по дефектным состояниям данная модель способна объяснить экспериментальные данные до температур $T \ge 35$ К. Предложенная модель, кроме прочего, базируется на факте туннельной инжекции дырок из примесных состояний Мд в область МКЯ при низких температурах. Данный механизм инжекции косвенно подтверждается результатами работ других авторов и обосновывает существенно неоднородное распределение концентрации дырок по квантовым ямам светодиодной структуры, которое приводит к отсутствию рекомбинации в области накопления заряда при протекании ТОПЗ.

2. Обнаружено, что, в условиях сильного отклонения от равновесия, при низких температурах (T < 160 - 220 K), в области высоких прямых напряжений (более 3 – 4 В) транспорт носителей имеет баллистический характер, что

выражается в резком росте тока при увеличении напряжения и спаде квантового выхода. Показано, что при высокой плотности тока может наблюдаться инверсия температурной зависимости квантового выхода, когда квантовый выход резко возрастает при увеличении температуры. Для объяснения данного эффекта также баллистической использована модель утечки, учитывающая увеличение сопротивления области множественных квантовых ям при снижении температуры. Анализ результатов моделирования показал, что в области низких температур спад квантового выхода обусловлен баллистической утечкой электронов в *p*-область, в то время как при температурах выше комнатной спад связан также и с оже-рекомбинацией. Рассмотренная модель позволяет качественно объяснить экспериментальные результаты, а ее базовые предположения могут быть использованы при построении более строгой теории транспорта носителей заряда в структурах с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN.

3 Сильные встроенные электрические поля гетероструктурах В с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN приводят к появлению эффектов сильно неравновесного (баллистического) транспорта при криогенных температурах даже для составов In_xGa_{1-x}N с относительно небольшими x = 0.12 - 0.15, характерными для светоизлучающих диодов и лазеров «синего» диапазона. В аналогичных структурах, но со сверхрешетками, перенос носителей должен описываться с участием квантовых переходов между уровнями квантования соседних потенциальных ям. Данные факты не позволяют проводить строгий физический анализ транспорта носителей заряда в рамках диффузионнодрейфового приближения при криогенных температурах для «синих» светодиодов. Для светодиодов «зеленого» диапазона, для которых характерны еще более высокие значения напряженности встроенных полей и разрывов зон на гетерограницах, можно ожидать проявления эффектов сильно неравновесного переноса при температурах, близких к комнатным. Это требует более детальной разработки теории переноса заряда для проектирования светоизлучающих приборов из широкозонных полупроводников на основе твердого раствора InGaN. На основе полученных результатов сформулированы второе и третье научные положения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В соответствии задачами собраны С поставленными установки измерения оптических и электрических характеристик гетероструктур ДЛЯ с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN. В ходе выполнения работы были получены новые фундаментальные знания об условиях размерного квантования в сложных и «несовершенных» гетероструктурах на основе твердого раствора InGaN со встроенными электрическими полями, высокой плотностью дефектов и большой шероховатостью гетерограниц. Впервые для структур InGaN/GaN экспериментально были установлены условия наблюдения участков отрицательной дифференциальной проводимости. Показано, что сильные встроенные электрические поля в гетероструктурах с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN приводят к появлению эффектов сильно неравновесного (баллистического) транспорта при криогенных температурах даже для составов $In_xGa_{1-x}N$ с относительно небольшим содержанием InN, характерным для светоизлучающих диодов и лазеров «синего» диапазона спектра. Установлен факт туннельной инжекции дырок из примесных состояний Mg в область множественных квантовых ям при низких температурах. Основные выводы, полученные в процессе выполнения диссертационной работы, можно обобщить следующим образом:

1. Экспериментально обнаружены участки отрицательного дифференциального сопротивления в структурах с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN с толщиной барьеров 6 нм, что связано с резонансными туннельными переходами между соседними квантовыми ямами.

2. Качественный анализ температурной зависимости вольт-амперных характеристик показал, что в гетероструктурах с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN со встроенным электрическим полем (порядка 1 MB/см) присутствует по крайней мере три уровня размерного квантования.

3. Экспериментально установлено, что при высокой плотности тока в гетероструктурах с квантовыми ямами InGaN/GaN, имеет место дополнительное

падение напряжения, вызванное ростом сопротивления области МКЯ. Увеличение сопротивления вызвано наличием встроенного электрического поля в КЯ.

4. Качественный анализ прямых вольт-амперных характеристик светодиодов «синего» диапазона на основе МКЯ InGaN/GaN показал, что при температурах в области криогенных температур и при больших поданных напряжениях инжекция дырок в активную область обусловлена туннелированием дырок из примесных состояний Mg.

5. Обнаружено, что при низких температурах (*T* < 160 – 220 К), в области высоких прямых напряжений (более 3 – 4 В) транспорт носителей носит баллистический характер, это приводит к резкому росту тока и спаду квантового выхода электролюминесценции при увеличении напряжения.

С учетом выводов, сделанных по диссертационной работе, дальнейшие исследования должны быть направлены на более детальную разработку теории переноса носителей заряда для проектирования светоизлучающих приборов из широкозонных полупроводников на основе твердого раствора InGaN.

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ

- КЯ квантовая яма
- МКЯ множественные квантовые ямы
- СР сверхрешетка
- КПСР короткопериодная сверхрешетка
- ВАХ вольт-амперная характеристика
- ФЛ фотолюминесценция
- ЭЛ электролюминесценция
- ОДП отрицательная дифференциальная проводимость
- ТОПЗ ток, ограниченный пространственным зарядом
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шуберт Ф. Светодиоды / Пер. с англ. под ред. А.Э. Юновича. – 2-е изд. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. – 496 с.

2. TCAD - Synopsys[Электронный ресурс] / – URL:https://www.synopsys.com/silicon/tcad.html (дата обращения: 28.02.2019).

3. SiLENSe - software tool for light emitting diode (LED) bandgap engineering [Электронный pecypc] / – URL: http://www.str-soft.com/products/SiLENSe (дата обращения: 28.02.2019).

4. Crosslight Software [Электронный ресурс] / – URL:http://crosslight.com/products/apsys (дата обращения: 28.02.2019).

5. Sizov D. S. Impact of Carrier Transport on Aquamarine–Green Laser Performance / D. S. Sizov, R. Bhat, A. Zakharian, J. Napierala, K. Song, D. Allen, Chung-en Zah // Appl. Phys. Express. – 2010. – Vol. 3. – P.122101–1–3.

6. Ni X. Hot electron effects on efficiency degradation in InGaN light emitting diodes and designs to mitigate them / X. Ni, X. Li, J. Lee, S. Liu, V. Avrutin, Ü. Özgür, H. Morkoç, A. Matulionis // J. Appl. Phys. – 2010. – Vol. 108. – P. 033112–1–13.

7. Ni X. Pivotal role of ballistic and quasi-ballistic electrons on LED efficiency /
X. Ni, X. Li, J. Lee, S. Liu, V. Avrutin, A. Matulionis, Ü. Özgür, H. Morkoç //
Superlattices Microstruct. – 2010. – Vol. 48. – P. 133–153.

8. Zhang F. The effect of stair case electron injector design on electron overflow in InGaN light emitting diodes / F. Zhang, X. Li, S. Hafiz, S. Okur, V. Avrutin, Ü. Özgür, H. Morkoç, A. Matulionis // Appl. Phys. Lett. – 2013. – Vol. 103, № 5. – P. 051122–1–3.

9. Sizov D. S. Carrier transport in InGaN MQWs of aquamarine- and green-laser diodes / D. S. Sizov, R. Bhat, A. Zakharian, K. Song, D. E. Allen, S. Coleman, Chungen Zah // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. – 2011. – Vol. 17, № 5. – P. 1390-1401

 Bulashevich K. A. Simulation of visible and ultra-violet group-III nitride light emitting diodes / K. A. Bulashevich, V. F. Mymrin, S. Yu. Karpov, I. A. Zhmakin, A. I. Zhmakin // J. Comput. Phys. – 2006. – Vol. 213. – P. 214–238. 11. Karpov S. Yu. ABC-model for interpretation of internal quantum efficiency and its droop in III-nitride LEDs: a review / S. Yu. Karpov // Opt. Quantum Electron. – 2015. – Vol. 47, № 6. – P. 1293–1303.

12. Karpov S. Yu. Modeling of III-nitride Light-Emitting Diodes: Progress, Problems, and Perspectives / S. Yu. Karpov // Proc. of SPIE. – 2011. – Vol. 7939. – P. 79391C–1–12.

13. Watanabe S. Internal quantum efficiency of highly-efficient $In_xGa_{1-x}N$ -based near-ultraviolet light-emitting diodes / S. Watanabe, N. Yamada, M. Nagashima, Y. Ueki, C. Sasaki, Y. Yamada, T. Taguchi, K. Tadatomo, H. Okagawa, H. Kudo // Appl. Phys. Lett. – 2003. – Vol. 83. – P. 4906.

14. Huang S. Study of 375 nm ultraviolet InGaN/AlGaN light-emitting diodes with heavily Si-doped GaN transition layer in growth mode, internal quantum efficiency, and device performance / S. Huang, K. Shen, D. Wuu, P. Tu, H. Kuo, C. Tu, R. Horng // J. Appl. Phys. -2011. - Vol. 110. - P. 123102.

15. Kohno T. Internal quantum efficiency and nonradiative recombination rate in InGaN-based near-ultraviolet light-emitting diodes / T. Kohno, Y. Sudo, M. Yamauchi, K. Mitsui, H. Kudo, H. Okagawa, Y. Yamada // Jpn. J. Appl. Phys. – 2012. – Vol. 51. – P. 072102.

16. Павлюченко А. С. Проявление инжекционного механизма падения эффективности светодиодов на основе AlInGaN в температурной зависимости внешнего квантового выхода / А. С. Павлюченко, И. В. Рожанский, Д. А Закгейм // ФТП. – 2009. – Т. 43, №. 10. – С. 1391–1395.

17. Yen S. Investigation of optical performance of InGaN MQW LED with thin last barrier / S. Yen, M. Tsai, M. Tsai, S. Chang, Y. Kuo // IEEE Photonics Technology Letters. – 2010. – Vol. 22, №. 24. – P. 1787–1789.

 Zhu D. Enhanced electron capture and symmetrized carrier distribution in GaInN light-emitting diodes having tailored barrier doping / D. Zhu, A. N. Noemaun, M. F. Schubert, J. Cho, E. F. Schubert, M. H. Crawford, D. D. Koleske // Applied Physics Letters. – 2010. – Vol. 96. – P. 121110–1–3. 19. Titkov I. E. Internal quantum efficiency and tunable colour temperature in monolithic white InGaN/GaN LED / I. E. Titkov, A. Yadav, V. L. Zerova, M. Zulonas, A. F. Tsatsulnikov, W. V. Lundin, A. V. Sakharov, E. U. Rafailov // Proc. Of SPIE. – 2014. – Vol. 8986. – P. 89862A–1–8.

20. Narukawa Y. White light emitting diodes with super-high luminous efficacy /
Y. Narukawa, M. Ichikawa, D. Sanga, M. Sano, T. Mukai // J. Phys. D. – 2010. – Vol.
43. – P. 354002–1–6.

21. Malis O. Quantum band engineering of nitride semiconductors for infrared laser /, C. Edmunds, D. Li, J. Shao, G. Gardner, W. Li, P. Fay, M. J. Manfra // Proc. Of SPIE. – 2014. – Vol. 9002. – P. 90021D–1–8.

22. Mirzaei B. Terahertz dual-wavelength quantum cascade laser based on GaN active region / B. Mirzaei, A. Rostami, H. Baghban // Optics & Laser Technology. – 2012. – Vol. 44. – P. 378–383.

23. Terashima W. GaN-based terahertz quantum cascade lasers / W. Terashima,
H. Hirayama // Proc. Of SPIE. – 2015. – Vol. 9483. – P. 9483041–1–8.

24. Chen G. Intersubband transition in GaN/InGaN multiple quantum wells /
G. Chen, X. Q. Wang, X. Rong, P. Wang, F. J. Xu, N. Tang, Z. X. Qin, Y. H. Chen,
B. Shen // Sci Rep. – 2015. – Vol. 5. – P. 11485–1–6.

25. Прудаев И. А. Влияние короткопериодной сверхрешетки InGaN/GaN на эффективность светодиодов синего диапазона волн в области высокого уровня оптической накачки / И. А. Прудаев, И. С. Романов, В. Н. Брудный, А. А. Мармалюк, В. А. Курешов, Д. Р. Сабитов, А. В. Мазалов // Известия вузов. Физика. – 2016. – Т. 59, № 7. – С. 19–22.

26. Wu F. Terahertz intersubband transition in GaN/AlGaN step quantum well /
F. Wu, W. Tian, W. Y. Yan, J. Zhang, S. C. Sun, J. N. Dai, Y. Y. Fang, Z. H. Wu,
C. Q. Chen // Journal of Applied Physics. – 2013. – Vol. 113. – P. 154505.

27. Beeler M. III-nitride semiconductors for intersubband optoelectronics: A
Review / Beeler M., Trichas E., Monroy E. // Semicond. Sci.Technol. – 2013. – Vol.
28. – P. 074022.

28. Ambacher O. Pyroelectric properties of Al(In)GaN/GaN hetero- and quantum well structures / O. Ambacher, J. Majewski, C. Miskys, A. Link, M. Hermann, M. Eickhoff, M. Stutzmann, F. Bernardini, V. Fiorentini, V. Tilak, B. Schaff, L. F. Eastman // J. Phys.: Condens. Matter. – 2002. – Vol. 14. – P. 3399–3434.

29. Dong L. Strain induced variations in band offsets and build-in electric fields in InGaN/GaN multiple quantum wells / L. Dong, J. V. Mantese, V. Avrutin, Ü. Özgür, H. Morkoç, S. P. Alpay // J. Appl. Phys. – 2013. – Vol. 114. – P. 043715–1–8.

30. Цацульников А. Ф. Влияние водорода на локальную фазовую сепарацию в тонких слоях InGaN и свойства светодиодных структур на их основе / А. Ф. Цацульников, В. В. Лундин, Е. Е. Заварин, А. Е. Николаев, А. В. Сахаров, В. С. Сизов, С. О. Усов, Ю. Г. Мусихин , D. Gerthsen // ФТП. – 2011. – Т. 45, № 2. – С. 274–279.

31. Browne D. A. Electron transport in unipolar InGaN/GaN multiple quantum well structures grown by NH3 molecular beam epitaxy / D. A. Browne, B. Mazumder, Y. Wu, J. S. Speck // J. Appl. Phys. – 2015. – Vol. 117. – P. 185703–1–9.

32. Бадгутдинов М. Л. Спектры излучения гетероструктур с квантовыми ямами типа InGaN/AlGaN/GaN: модель двумерной комбинированной плотности состояний / М. Л. Бадгутдинов, А. Э. Юнович // ФТП. – 2008. – Т. 42, № 4. – С. 438–446.

33. Niu N. Enhanced luminescence of InGaN/GaN multiple quantum wells by strain reduction / N. Niu, H. Wang, J. Liu, N. Liu, Y. Xing, J. Han, J. Deng, G. Shen // Solid-State Electronics. – 2007. – Vol. 51. – P. 860–864.

34. Leem S. J. The effect of the low-mole InGaN structure and InGaN/GaN strained layer superlattices on optical performance of multiple quantum well active layers / S. J. Leem, Y. C. Shin, K. C. Kim, E. H. Kim, Y. M. Sung, Y. Moon, S. M. Hwang, T. G. Kim // J. Crystal Growth. – 2008. – Vol. 311. – P. 103–106.

35. Цацульников А. Ф. Варизонная активная область на основе короткопериодных InGaN/GaN-сверхрешеток для мощных светоизлучающих диодов диапазона 440–470 нм / А. Ф. Цацульников, В. В. Лундин, А. В. Сахаров,

Е. Е. Заварин, С. О. Усов, А. Е. Николаев, Н. А. Черкашин, Б. Я. Бер,
Д. Ю. Казанцев, М. Н. Мизеров, Н. S. Park, М. Hytch, F. Hue // ФТП. – 2010. – Т. 44,
№1. – С. 96–100.

36. Van Den Broeck D. M. Growth and characterization of high-quality, relaxed In_yGa_{1-y}N templates for optoelectronic applications / D. M. Van Den Broeck, D. Bharrat, Z. Liu, N. A. El-Masry, S. M. Bedair // J. Electron. Mater. – 2015. – Vol. 44, №. 11. – P. 4161–4166.

37. Ren C. X. Polarisation fields in III-nitrides: effects and control / C. X. Ren // Materials Science and Technology. – 2016. – Vol. 32, №. 5. – P. 418–433.

38. Xu X. Enhanced localization effect and reduced quantum-confined Stark effect of carriers in InGaN/GaN multiple quantum wells embedded in nanopillars / X. Xu, Q. Wang, C. Li, Z. Ji, M. Xu, H. Yang, X. Xu // Journal of Luminescence. – 2018. – Vol. 203. – P. 216–221.

39. Сизов Д. С. Кинетика и неоднородная инжекция носителей в нанослоях
InGaN / Д. С. Сизов, В. С. Сизов, Е. Е. Заварин, В. В. Лундин, А. В. Фомин,
А. Ф. Цацульников, Н. Н. Леденцов //ФТП. – 2005. – Т. 39, №. 2. – С. 264–268.

40. Bulashevich K. A. Analytical model for the quantum-confined Stark effect including electric field screening by non-equilibrium carriers / K. A. Bulashevich, S. Yu. Karpov, R. A. Suris / Phys. Status Solidi B. – 2006. – Vol. 243, №. 7. – P. 1625–1629.

41. Гермогенов В. П. Материалы, структуры и приборы полупроводниковой оптоэлектроники : учеб. пособие. – Томск : Издательский Дом Томского государственного университета, 2015. – 272 с.

42. Chen N. C. Spectral shape and broadening of emission from AlGaInP lightemitting diodes / N. C. Chen, W. C. Lien, Y. K. Yang, C. Shen, Y. S. Wang, J. F. Chen // J. Appl. Phys. – 2009. – Vol. 106. – P. 074514–1–8.

43. Romanov A. E. Strain-induced polarization in wurtzite III-nitride semipolar layers / A. E. Romanov, T. J. Baker, S. Nakamura, J. S. Speck // Journal of Applied Physics. – 2005. – Vol. 100. – P. 023522–1–10.

44. Мосс Т., Баррел Г., Эллис Б. Полупроводниковая оптоэлектроника / Пер. с. англ. – М.: Мир, 1976. – 431 с.

45. Piprek J. Nitride Semiconductor Devices Principles and Simulation / Edited by Joachim Piprek. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2007. – 497 p.

46. Monemar B. Group III-nitride based hetero and quantum structures /
B. Monemar, G. Pozina // Progress in Quantum Electronics. – 2000. – Vol. 23. –
P. 239–290.

47. Sasaki A. Equation for internal quantum efficiency and its temperature dependens of luminescence, and application to $In_xGa_{1-x}N/GaN$ multiple quantum wells / A. Sasaki, S. Shibakawa, Y. Kawakami, K. Nishizuka, Y. Narukawa, T. Mukai // Japanese Journal of Applied Physics. – 2006. – Vol. 45, No. 11. – P. 8719–8723.

48. Lin E. Y. Optical polarization and internal quantum efficiency for InGaN quantum wells on *a*-plane GaN / E. Y. Lin, C. Y. Chen, T. S. Lay, Z. X. Peng, T. Y. Lin, T. C. Wang, J. D. Tsay // Physica B. – 2010. – Vol. 405, No. 7. – P. 1857–1860.

49. Lahmann S. Analysis of quantum efficiency of high brightness GaInN/GaN quantum wells / S. Lahmann, F. Hitzel, U. Rossow, A. Hangleiter // Phys. stat. sol. – 2003. Vol. 0, № 7. – P. 2202–2205.

50. Shen Y. C. Auger recombination in InGaN measured by photoluminescence / Y. C. Shen, G. O. Mueller, S. Watanabe, N. F. Gardner, A. Munkholm, M. R. Krames // Applied Physics Letters. – 2007. – Vol. 91. – P. 141101–1–3.

51. Асрян Л. В. Спонтанная излучательная рекомбинация и безызлучательная оже-рекомбинация в квантоворазмерных гетероструктурах / Л. В. Асрян // Квантовая электроника. – 2005. – №. 12. – С. 1117–1120.

52. Perlin P. Low-temperature study of current and electroluminescence in InGaN/AlGaN/GaN double-heterostructure blue light-emitting diodes / P. Perlin, M. Osiński, P. G. Eliseev, V. A. Smagley, J. Mu, M. Banas, P. Sartori // Appl. Phys. Lett. – 1996. – Vol. 69, № 3 – P. 1680-1682.

53. Кудряшов В. Е. Люминесцентные и электрические свойства светодиодов InGaN/AlGaN/GaN с множественными квантовыми ямами / В. Е. Кудряшов, А. Н. Туркин, А. Э. Юнович, А. Н. Ковалев, Ф. И. Маняхин // ФТП. – 1999. – Т. 33. – С. 445-450.

54. Chernyakov A. E. Nonradiative recombination dynamics in InGaN/GaN LED defect system / A. E. Chernyakov, M. M. Sobolev, V. V. Ratnikov, N. M. Shmidt, E. B. Yakimov // Superlatices and Microstructures. – 2009. – Vol. 45. – P. 301–307.

55. Zhao. L. X. Degradation of GaN-based quantum well light-emitting diodes / L. X. Zhao, E. J. Thrush, C. J. Humphreys, W. A. Phillips // J. Appl. Phys. – 2008. – Vol. 103. – P. 024501–1–6.

56. Мамакин С. С. Электрические свойства и спектры люминесценции светодиодов на основе гетеропереходов InGaN/GaN с модулированолегированными квантовыми ямами / С. С. Мамакин, А. Э. Юнович, А. Б. Ваттана, Ф. И. Маняхин // ФТП. – 2003. – Т. 37. – С. 1131–1137.

57. Маняхин Ф. И. Роль компенсированного слоя в формировании вольтамперной характеристики светодиодов на основе широкозонных полупроводников / Ф. И. Маняхин // Материалы электронной техники. – 2009. – № 3. – С. 51–56.

58. Meyaard D. S. Asymmetry of carrier transport leading to efficiency droop in GaInN based light-emitting diodes / D. S. Meyaard, G. Lin, Q. Shan, J. Cho, E. F. Schubert, H. Shim, M. Kim3, C. Sone // Appl. Phys. Lett. – 2011. – Vol. 99, №. 25. – P. 251115–1–3.

59. Бочкарева Н. И. Механизм падения эффективности GaN-светодиодов с ростом тока / Н. И. Бочкарева, В. В. Вороненков, Р. И. Горбунов, А. С. Зубрилов, Ю. С. Леликов, Ф. Е. Латышев, Ю. Т. Ребане, А. И. Цюк, Ю. Г. Шретер // ФТП. – 2010. – Т. 44. – С. 822– 828.

60. Бочкарева Н. И. Влияние хвостов локализованных состояний в InGaN на уменьшение эффективности GaN-светодиодов с ростом плотности тока / Н. И. Бочкарева, В. В. Вороненков, Р. И. Горбунов, А. С. Зубрилов, Ф. Е. Латышев, Ю. С. Леликов, Ю. Т. Ребане, А. И. Цюк, Ю. Г. Шретер // ФТП. – 2012. – Т. 46, №. 8. – С. 1054–1062.

61. Бочкарева Н. И. Падение эффективности GaN-светодиодов при высоких плотностях тока: туннельные токи утечки и неполная латеральная локализация носителей в квантовых ямах InGaN/GaN // Н. И. Бочкарева, Ю. Т. Ребане, Ю. Г. Шретер // ФТП. – 2014. – Т. 48, №. 8. – С. 1107–1116.

62. Fudjiwara K. Temperature-dependent droop of electroluminescence efficiency in blue (In,Ga)N quantum-well diodes / K. Fudjiwara, H. Jimi, K. Kaneda // Phys. Status Solidi C. – 2009. – Vol. 6, № S2. – P. S814–S817.

63. Прудаев И. А. Ограничение тока в светодиодах на основе нитридов А³В⁵ при прямом смещении / И. А. Прудаев, И. В. Ивонин, О. П. Толбанов // Изв. вузов. Физика. – 2011. – Т. 54, № 12. – С. 66–68.

64. Прудаев И. А. Влияние температуры на механизм инжекции носителей в светодиодах на основе множественных квантовых ям InGaN/GaN / И. А. Прудаев, И. Ю. Голыгин, С. Б. Ширапов, И. С. Романов, С. С. Хлудков, О. П. Толбанов // ФТП. – 2013. – Т. 47, №. 10. – С. 1391–1395.

65. Prudaev I. A Low-temperature transport of charge carriers in InGaN/GaN multiple quantum well light-emitting diodes / I. A Prudaev, O. P Tolbanov,
S. S Khludkov // Phys. Status Solidi A. – 2015. – Vol. 212, № 5. – P. 930–934.

66. Прудаев И. А. Прыжковый перенос носителей заряда в светодиодах на основе множественных квантовых ям InGaN/GaN / И. А. Прудаев, Ю. Л. Зубрилкина, А. А. Бактыбаев, И. С. Романов // Изв. Вузов. Физика. – 2014. – Т. 57, № 9. – С. 86–89.

67. Kim M.-H. Origin of efficiency droop in GaN-based light-emitting diodes / M.-H. Kim, M. F. Schubert, Q. Dai, J. K. Kim, E. F. Schubert, J. Piprek, Y. Park // Appl. Phys. Lett. – 2007. – Vol. 91. – P. 183507–1–3.

68. Ni X. Reduction of efficiency droop in InGaN light emitting diodes by coupled quantum wells / X. Ni, Q. Fan, R. Shimada, Ü. Özgür, H. Morkoç // Appl. Phys. Lett. – 2008. – Vol. 93. – P. 171113–1–3.

69. Xia C. S. Optimal number of quantum wells for blue InGaN/GaN light-emitting diodes / C. S. Xia, Z. M. Simon Li, Z. Q. Li, Y. Sheng, Z. H. Zhang, W. Lu, L. W.Cheng // Appl. Phys. Lett. – 2011. – Vol. 96. – P. 231101–1–4.

70. Wang C. H. Hole transport improvement in InGaN/GaN light-emitting diodes by graded-composition multiple quantum barriers / C. H. Wang, S. P. Chang, P. H. Ku, J. C. Li, Y. P. Lan, C. C. Lin, H. C. Yang, H. C. Kuo, T. C. Lu, S. C. Wang, C. Y. Chang // Appl. Phys. Lett. – 2011. – Vol. 99, № 17. – P. 171106–1–3.

71. Schubert M. F. Effect of heterointerface polarization charges and well width upon capture and dwell time for electrons and holes above GaInN/GaN quantum wells / M. F. Schubert, E. F. Schubert // Appl. Phys. Lett. – 2010. – Vol. 96. – P. 131102–1–3.

72. Zakheim D. A. Efficiency droop suppression in InGaN-based blue LEDs:
Experiment and numerical modeling / D. A. Zakheim, A. S. Pavluchenko,
D. A. Bauman, K. A. Bulashevich, O. V. Khokhlev, S. Yu. Karpov // Phys. Status Solidi
A. – 2012. – Vol. 209. – P. 456–460.

73. Ансельм А. И. Введение в физику полупроводников. – М.: Наука, 1978. – 615 с.

74. Suntrup III D. J. Measurement of the hot electron mean free path and the momentum relaxation rate in GaN / D. J. Suntrup III, G. Gupta, H. Li, S. Keller, U. K. Mishra // Appl. Phys. Lett. – 2014. – Vol. 105. – P. 263506–1–3.

75. Suntrup III D. J. Barrier height fluctuations in InGaN polarization dipole diodes / D. J. Suntrup III, G. Gupta, H. Li, S. Keller, U. K. Mishra // Appl. Phys. Lett. – 2015. – Vol. 107. – P. 173503–1–4.

76. Suntrup III D. J. Measuring the signature of bias and temperature-dependent barrier heights in III-N materials using a hot electron transistor / D. J. Suntrup III, G. Gupta, H. Li, S. Keller, U. K. Mishra // Semicond. Sci. Technol. – 2015. – Vol. 30. – P. 105003–1–4.

77. Kopyev V. V. Application of laser module with driver based on avalanche Sdiode for light-emitting diode structure characterization [Electronic resource] / V. V. Kopyev, I. A. Prudaev, B. I. Avdochenko // International Siberian Conference on Control and Communications (SIBCON–2015) : Proceedings. Omsk, Russia, May 21–23, 2015. – Omsk, 2015. – 4 p. – URL : https://ieeexplore.ieee.org/document/7147103 (data access: 04.03.2019).

78. Копьев В. В. Драйвер на основе лавинного S-диода для питания полупроводникового лазера/ В. В. Копьев // Системы связи и радионавигации : сб. тезисов / науч. ред. В. Ф. Шабанов ; отв. за вып. А.Ю. Строкова. – Красноярск : АО «НПП «Радиосвязь», 2015. – С. 315–318.

79. Pan Z. Investigation of periodicity fluctuations in strained (GaNAs)₁(GaAs)m superlattices by the kinematical simulation of x-ray diffraction / Z. Pan, Y. T. Wang,
Y. Zhuang, Y. W. Lin, Z. Q. Zhou, L. H. Li, R. H. Wu, Q. M. Wang // Appl. Phys. Lett. –
1999. – Vol. 75, №. 2. – P. 223–225.

80. Qi W. Effects of thickness ratio of InGaN to GaN in superlattice strain relief layer on the optoelectrical properties of InGaN-based green LEDs grown on Si substrates / W. Qi, J. Zhang, C. Mo, X. Wang, X. Wu, Z. Quan, G. Wang, S. Pan, F. Fang, J. Liu, F. Jiang // Journal of Applied Physics. – 2017. – Vol. 122. – P. 084504–1–7.

81. Zhang J. C. Influence of dislocations on photoluminescence of InGaN/GaN multiple quantum wells / J. C. Zhang, D. S. Jiang, Q. Sun, J. F. Wang, Y. T. Wang, J. P. Liu, J. Chen, R. Q. Jin, J. J. Zhu, H. Yang / Appl. Phys. Lett. – 2005. – Vol. 87. – P. 071908–1–3.

82. Yang J. Optical and structural characteristics of high indium content InGaN/GaN multi-quantum wells with varying GaN cap layer thickness / J. Yang, D. G. Zhao, D. S. Jiang, P. Chen, J. J. Zhu, Z. S. Liu, L. C. Le, X. J. Li, X. G. He, J. P. Liu, H. Yang, Y. T. Zhang, G. T. Du // Journal of Applied Physics. – 2015. – Vol. 117. – P. 055709–1–6.

83. Солтанович О. А. Анализ температурных зависимостей вольт-фарадных характеристик светоизлучающих структур InGaN/GaN с множественными квантовыми ямами / О. А. Солтанович, Е. Б. Якимов // ФТП – 2012. – Т. 46, №. 12. – С. 1597–1603.

84. Солтанович О. А. Частотные и температурные зависимости вольтфарадных характеристик светоизлучающих структур InGaN/GaN
с множественными квантовыми ямами / О. А. Солтанович, Н. М Шмидт,
Е. Б. Якимов // ФТП – 2011. – Т. 45, №. 2. – С. 226-229.

85. Сизов В. С. Исследование туннельного транспорта носителей в структурах с активной областью InGaN/GaN // В. С. Сизов, В. В. Неплох, А. Ф. Цацульников, А. В. Сахаров, В. В. Лундин, Е. Е. Заварин, А. Е. Николаев, А. М. Минтаиров, J. L. Merz // Физика и техника полупроводников. – 2001. – Т. 44, №. 12. – С. 1615–1623.

86. Lee Y.-J. Study of the excitation power dependent internal quantum efficiency in InGaN/GaN LEDs grown on patterned sapphire substrate // Y.-J. Lee, C.-H. Chiu, C. C. Ke, P. C. Lin, T.-C. Lu, H.-C. Kuo, S.-C. Wang // IEEE Journal of selected topics in quantum electronics. – 2009. – Vol. 15. – P. 1137–1143.

87. Aleksiejūnas R. Carrier transport and recombination in InGaN/GaN heterostructures, studied by optical four-wave mixing technique / R. Aleksiejūnas, M. Sūdžius, V. Gudelis, T. Malinauskas, K. Jarašiūnas, Q. Fareed, R. Gaska, M. S. Shur, J. Zhang, J. Yang, E. Kuokštis, M. A. Khan // Phys. stat. sol. – 2003. – №. 7. – P. 2686–2690.

88. Прудаев И. А. Квантово-размерные эффекты переноса носителей заряда в сверхрешетках и множественных квантовых ямах InGaN/GaN / И. А. Прудаев, В. В. Копьев, И. С. Романов, В. Л. Олейник, А. Д. Лозинская, А. В. Шемерянкина, Д. И. Засухин, А. А. Мармалюк, А. А. Падалица, А. В. Мазалов, В. А. Курешов, Д. Р. Сабитов // Нитриды галлия, индия и алюминия - структуры и приборы : тез. докл. 11-й Всерос. конф., 01–03 февр. 2017 г., Москва. М., 2017. – С. 158–159.

89. Kopyev V. V. Resonant tunneling of charge carriers in InGaN/GaN superlattice [Electronic resource] / V. V. Kopyev, I. A. Prudaev, V. L. Oleynik // Journal of Physics: Conference Series. – 2017. – Vol. 864 : 33rd International Conference on the Physics of Semiconductors (ICPS). Beijing, China, July 31–August 05, 2016. – Article number 012052. – 4 p. – URL: https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-

6596/864/1/012052/pdf (access date: 30.08.2019). – DOI: 10.1088/1742-6596/864/1/012052.

90. Romanov I. S. Effects of GaN barrier thickness on built-in electric field and internal quantum efficiency of blue InGaN/GaN multiple quantum wells LED structures [Electronic resource] / I. S. Romanov, I. A. Prudaev, V. V. Kopyev // Japanese Journal of Applied Physics. – 2016. – Vol. 55, is. 5 : 6th International Symposium on Growth of III-Nitrides (ISGN). Hamamtsu, Japan, November 08–13, 2016. – Article number 05FJ15. – 4 p. – URL: https://iopscience.iop.org/article/10.7567/JJAP.55.05FJ15/pdf (access date: 30.08.2019). – DOI: 10.7567/JJAP.55.05FJ15.

91. Романов И. С. Влияние толщины барьеров светодиодных гетероструктур (0001) InGaN/GaN/Al₂O₃ на их оптические характеристики / И. С. Романов, И. А. Прудаев, В. Н. Брудный, В. В. Копьев, Вад. А. Новиков, А. А. Мармалюк, В. А. Курешов, Д. Р. Сабитов, А. В Мазалов // Изв. вузов. Физика. – 2015. – Т. 58, № 7. – С. 110–113.

92. Kumar A. Micro-structural and temperature dependent electrical characterization of Ni/GaN Schottky barrier diodes / A. Kumar, S. Vinayak, R. Singh // Current Applied Physics. – 2013. – Vol. 13. – P. 1137–1142.

93. Kumar A. Understanding current transport at the Ni/GaN interface using low frequency noise spectroscopy / A. Kumar, V. Kumar, R. Singh // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2016. – Vol. 49. – P. 47LT01–1–7.

94. Гаман В. И. Физика полупроводниковых приборов: Учебное пособие. – Томск: Изд-во НТЛ, 2000. – 426 с.: ил.

95. Лебедев А. И. Физика полупроводниковых приборов. –
 М.:ФИЗМАТЛИТ, 2008. – 488 с.

96. Божков В. Г. Контакты металл-полупроводник: физика и модели. – Томск: Издательский Дом Томского государственного университета, 2016. – 528 с.

97. Васильев К. А., Пашинцев Ю. И., Петров Г. В. Применение контакта металл-полупроводник в электронике. – М.: Сов. Радио, 1981. – 304 с. с ил.

98. North A. J. Electron reflection and interference in the GaAs/AlAs-Al Schottky collector resonant-tunneling diode / A. J. North, E. H. Linfield, M. Y. Simmons, D. A. Ritchie, M. L. Leadbeater, J. H. Burroughes, C. L. Foden, M. Pepper // Phys. Rev. B. – 1998. – Vol. 57, № 3. – P. 1847–1854.

99. Sibille A. Zener interminiband resonant breakdown in superlattices / A. Sibille,
J. F. Palmier, F. Laruelle // Phys. Rev. Lett. – 1998. – Vol. 80, № 20. – P. 4506–4509.

100. Андронов А. А. Транспорт в сверхрешетках GaAs/Al_xGa_{1-x}As с узкими запрещенными минизонами: эффекты межминизонного туннелирования / А. А. Андронов, Е. П. Додин, Д. И. Зинченко, Ю. Н. Ноздрин // ФТП. – 2008. – Т. 43, № 2. – С. 240–247.

101. Janiak F. Advanced optical characterization of AlGaAs/GaAs superlattices for active regions in quantum cascade lasers / F. Janiak, M. Dyksik, M. Motyka, K. Ryczko, J. Misiewicz, K. Kosiel, M. Bugajski // Opt. Quant. Electron. – 2015. – Vol. 47. – P. 945–952.

102. Wacker A. Semiconductor superlattices: a model system for nonlinear transport / A. Wacker // Physics Reports. – 2002. – Vol. 357. – P. 1–111.

103. Piprek J. Simulation and optimization of 420 nm InGaN/GaN laser diodes / J. Piprek, R. K. Sink, M. A. Hansen, J. E. Bowers, S. P. DenBaars // Physics and Simulation of Optoelectronic Devices VIII, SPIE Proc. – 2000. – P. 3944–1–12.

104. Chèze C. Investigation of interface abruptness and In content in (In,Ga)N/GaN superlattices / C. Chèze, M. Siekacz, F. Isa, B. Jenichen, F. Feix, J. Buller, T. Schulz, M. Albrecht, C. Skierbiszewski, R. Calarco, H. Riechert // Journal of Applied Physics. – 2016. – Vol. 120. – P. 125307–1–7.

105. Zhu Y. Effect of hydrogen treatment temperature on the properties of InGaN/GaN multiple quantum wells / Y. Zhu, T. Lu, X. Zhou, G. Zhao, H. Dong, Z. Jia, X. Liu, B. Xu // Nanoscale Research Letters. – 2017. – Vol. 12. – P. 321–1–7.

106. Piprek J. Electroluminescent cooling mechanism in InGaN/GaN lightemitting diodes / Piprek J., Li Z.-M. // Opt Quant Electron. – 2016. – Vol. 48. – P. 472–1–7. 107. Борисенко С. И. Физика полупроводниковых наноструктур: учебное пособие / С. И. Борисенко. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2010. –115 с.

108. Helm M. Continuum Wannier-Stark Ladders Strongly Coupled by Zener Resonances in Semiconductor Superlattices / M. Helm,W. Hilber, G. Strasser, R. De Meester, F. M. Peeters, A. Wacker // Physical Review Letters. – 1999. – Vol. 82, № 15. – P. 3120–3123.

109. Прудаев И. А. Температурная зависимость интегральной интенсивности фотолюминесценции светодиодных структур на основе InGaN/GaN / И. А. Прудаев, И. В. Пономарев, И. С. Романов, В. В. Копьев // Известия Высших учебных заведений. Физика. – 2012. – Т. 55, № 8/2. – С. 89-90.

110. Прудаев И. А. Температурная зависимость квантового выхода структур с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN при фото- и электролюминесценции / И. А. Прудаев, И. С. Романов, В. В. Копьев, С. Б. Ширапов, О. П. Толбанов, С. С. Хлудков // Изв. вузов. Физика. – 2013. – Т. 56, № 7. – С. 30–32.

111. Романов И. С. Светодиодные структуры InGaN/GaN с короткопериодной сверхрешеткой, выращенные на планарной и профилированной сапфировых подложках / И. С. Романов, И. А. Прудаев, В. Н. Брудный, В. В.Копьев, В. А. Новиков, А. А. Мармалюк, В. А. Курешов, Д. Р. Сабитов, А. В. Мазалов // Известия Высших учебных заведений. Физика. – 2014. – Т. 57, № 11. – С. 134–137.

112. Копьев В. В. Падение эффективности в светодиодных структурах на основе InGaN/GaN при фото- и электролюминесценции / В. В. Копьев, И. А. Прудаев, И. С. Романов // Известия Высших учебных заведений. Физика. – 2015. – Т. 58, № 8/2. – С. 135–138.

113. Прудаев И. А. Температурная зависимость квантового выхода светодиодных структур InGaN/GaN при высокой плотности тока / И. А. Прудаев, В. В. Копьев, И. С. Романов, В. Н. Брудный // Изв. вузов. Физика. – 2015. – Т. 58, № 5. – С. 53–56.

114. Прудаев И. А. Влияние короткопериодной сверхрешетки InGaN/GaN на эффективность светодиодов синего диапазона волн в области высокого уровня оптической накачки / И. А. Прудаев, И. С. Романов, В. В. Копьев, В. Н. Брудный, А. А. Мармалюк, В. А. Курешов, Д. Р. Сабитов, А. В. Мазалов // Известия вузов. Физика. – 2016. – Т. 59, № 7. – С. 19–22.

115. Прудаев И. А. Влияние баллистической утечки на температурную зависимость квантового выхода светодиодов на основе множественных квантовых ям InGaN/GaN / И. А. Прудаев, В. В. Копьев, И. С. Романов, В. Л. Олейник // ФТП. – 2017. – Т. 51, № 2. – С. 240–246.

116. Романов И. С. Внутренняя квантовая эффективность светодиодных структур при различных распределениях носителей заряда по квантовым ямам InGaN/GaN / И. С. Романов, И. А. Прудаев, В. В. Копьев // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2018. – Т. 61, № 2. – С. 9–11.

117. Копьев В. В. Падение эффективности в светодиодных структурах на основе InGaN/GaN при фото- и электролюминесценции / В. В. Копьев, И. С. Романов // 53-я Международная научная студенческая конференция МНСК-2015 : Квантовая физика : материалы. Новосибирск, 11–17 апреля 2015 г. – Новосибирск, 2015. – С. 28.

118. Копьев В. В. Сравнительный анализ падения эффективности в светодиодных структурах на основе InGaN/GaN при электрических и оптических условиях накачки / В. В. Копьев, И. С. Романов, И. А. Прудаев // Физика твердого тела : сборник материалов XIV Российской научной студенческой конференции. Томск, 13–15 мая 2014 г. – Томск, 2014. – С. 129–132.

119. Копьев В. В. Применение короткопериодных сверхрешеток в светодиодных структурах на основе InGaN/GaN / В. В. Копьев, И. С. Романов, И. А. Прудаев // Физика твердого тела : сборник материалов XV Российской научной студенческой конференции. Томск, 18–20 мая 2016 г. – Томск, 2016. – С. 175–177.

120. Yan D. Forward tunneling current in GaN-based blue light-emitting diodes / D. Yan, H. Lu, D. Chen, R. Zhang, Y. Zheng // Appl. Phys. Lett. – 2010. – Vol. 96. – P. 083504–1–3.

121. Бочкарева Н. И. Туннельно-рекомбинационные токи и эффективность
электролюминесценции InGaN/GaN светодиодов / Н. И. Бочкарева, Е. А. Zhirnov,
А. А. Ефремов, Ю. Т. Ребане, Р. И. Горбунов, Ю. Г. Шретер // ФТП. – 2005. – Т. 39,
№. 5. – С. 627–632.

122. Wang C. H. Temperature-dependent electroluminescence efficiency in blue InGaN–GaN light-emitting diodes with different well widths / C. H. Wang, J. R. Chen, C. H. Chiu, H. C. Kuo, Y.-L. Li, T. C. Lu, S. C. Wang // IEEE Photon. Tech. Lett. – 2010. – Vol. 22, № 4. – P. 236–238.

123. Прудаев И. А. Влияние температуры на механизм инжекции носителей в светодиодах на основе множественных квантовых ям InGaN/GaN / И. А. Прудаев, И. Ю. Голыгин, С. Б. Ширапов, И. С. Романов, С. С. Хлудков, О. П. Толбанов // ФТП. – 2013. – Т. 47, №. 10. – С. 1391–1395.

124. Yang D. Growth and characterization of phosphor-free white light-emitting diodes based on InGaN blue quantum wells and green-yellow quantum dots / D. Yang, L. Wang, W.-B. Lv, Z.-B. Hao, Y. Luo // Superlattices and Microstruct. – 2015. – Vol.82. – P. 26–32.

125. Шамирзаев В. Т. Краевая и дефектная люминесценция мощных InGaN/GaN ультрафиолетовых светоизлучающих диодов / В. Т. Шамирзаев, В. А. Гайслер, Т. С. Шамирзаев // ФТП. – 2016. – Т. 50, №. 11. – С. 1513–1518.

126. Liu S. Effect of high-temperature/current stress on the forward tunneling current of InGaN/GaN high-power blue-light-emitting diodes / S. Liu, C. Zheng, J. Lv, M. Liu, S. Zhou // Jpn. J. Appl. Phys. – 2017. – Vol. 56. – P. 081001–1–5.

127. Yevstratov I. Yu. P-doping of GaN revisited: evidence for hoping conduction /
I. Yu. Evstratov, S. Yu. Karpov // Abstracts of International Conference on Nitride Semiconductors. – Beijing (China), 2015 (August 30–September 04) – P. TuBP173.

128. Piprek J. How to decide between competing efficiency droop models for GaNbased light-emitting diodes / J. Piprek // Appl. Phys. Lett. – 2015. – Vol. 107. – P. 031101–1–4.

129. Park J. H. The effect of imbalanced carrier transport on the efficiency droop in GaInN-Based blue and green light-emitting diodes / J. H. Park, J. Cho, E. F. Schubert, J. K. Kim // Energies. – 2017. – Vol. 10, № 9. – P.1277–1–8.

130. Harris J. J. Interpretation of temperature-dependent transport properties of GaN/Sapphire films grown by MBE and MOCVD / J. J. Harris, K. J. Lee, I. Harrison, L. B. Flannery, D. Korakakis, T. S. Cheng, C. T. Foxon, Z. Bougrioua, I. Moerman, W. Van der Stricht, E. J. Thrush, B. Hamilton, K. Ferhah // Phys. Status Solidi A. – 1999. – Vol. 176. – P. 363–367.

131. Nakayama H. Electrical transport properties of p-GaN / H. Nakayama,
P. Hacke, M. Rezaul H. Khan, T. Detchprohm, K. Hiramatsu, N. Sawaki // Jpn. J. Appl.
Phys. – 1996. – Vol. 35. – P. L282–L284.

132. Kumar M. S. Anomalous current-voltage characteristics of InGaN/GaN lightemitting diodes depending on Mg flow rate during p-GaN growth / M. S. Kumar, S. J. Chung, H. W. Shim, C.-H. Hong, E.-K. Suh, H. J. Lee // Semicond. Sci. Technol. – 2004. – Vol. 19. – P. 725–727.

133. Titkov I. E. Temperature-dependent internal quantum efficiency of blue high-brightness light-emitting diodes / I. E. Titkov, S. Yu. Karpov, A. Yadav, V. L. Zerova, M. Zulonas, B. Galler, M. Strassburg, I. Pietzonka, H.-J. Lugauer, E. U. Rafailov // IEEE J. Quant. Electron. – 2014. – Vol. 50, №. 11. – P. 911–920.

134. Laubsch A. On the origin of IQE-'droop' in InGaN LEDs / A. Laubsch,
M. Sabathil, W. Bergbauer, M. Strassburg, H. Lugauer, M. Peter, S. Lutgen, N. Linder,
K. Streubel, J. Hader, J. V. Moloney B. Pasenow, S. W. Koch // Phys. Status Solidi C. –
2009. – Vol.6(S2). – P. S913-S916.

135. Prudaev I. A. The mechanism of current limitation in InGaN/GaN lightemitting diodes // Abstracts of International Workshop on Nitride Semiconductors. – Sapporo (Japan), – 2012 (October 14-19). – P. 429. 136. Qiu C. H. Study of defect states in GaN films by photoconductivity measurement / C. H. Qiu, C. Hoggatt, W. Melton, M. W. Leksono, J. I. Pankove // Appl. Phys. Lett. – 1995. – Vol. 66, № 20. – P. 2712–2714.

137. Monroe D. Hopping in Exponential Band Tails / D. Monroe // Phys. Rev. Lett. - 1985. - Vol. 54. - P. 146-149.

138. Ламперт М. Инжекционные токи в твердых телах / М. Ламперт, П. Марк ; Перевод с англ. : А.И. Розенталя и Л.Г. Парицкого под. ред. С.М. Рывкина. – М. : Мир, 1973. – 416 с.

139. Hader J. Temperature-dependence of the internal efficiency droop in GaNbased diodes / J. Hader, J. V. Moloney, S. W. Koch // Appl. Phys. Lett. – 2011. – Vol. 99. – P. 181127–1–3.

140. Ансельм А. И. Введение в теорию полупроводников (2-е издание) / А. И. Ансельм. – М.: Наука, 1978. – 616 с.

141. Бонч-Бруевич В. Л. Физика полупроводников / В. Л. Бонч-Бруевич, С. Г. Калашников. – М.: Наука, 1977. – 672 с.

142. Конуэлл Э. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях / Э. Конуэлл ; Перевод с англ. : А. Ф. Волков, А. Я. Щульман ; Ред. пер. с англ. : И. Б. Левинсон, Ю. К. Пожела. – М. : Мир, 1970. – 384 с.

143. Бонч-Бруевич В. Л. Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках / В. Л. Бонч-Бруевич, И. П. Звягин, А. Г. Миронов. – М.: Наука, 1972. – 416 с.

144. Курносов А. Н. Технология и оборудование производства полупроводниковых приборов / А. Н. Курносов, В. В. Юдин. – Л. : Судостроение, 1971. – 264 с.

145. Елисеев П. Г. / Введение в физику инжекционных лазеров. – М.: Наука, 1983. – 280 с.

146. Piprek J. Efficiency droop in nitride-based light-emitting diodes / J. Piprek // Phys. Status Solidi A. – 2010. – Vol. 207, № 10. – P. 2217–2225.