

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных
гетероструктур Российской академии наук
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

На правах рукописи

УСОВ Сергей Олегович

**ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ ДЛЯ СВЕТОДИОДОВ ВИДИМОГО ДИАПАЗОНА И
ТРАНЗИСТОРОВ С ВЫСОКОЙ ПОДВИЖНОСТЬЮ ЭЛЕКТРОНОВ НА ОСНОВЕ
КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ СЛОЕВ InGaN, InAlN И КОРОТКОПЕРИОДНЫХ
СВЕРХРЕШЕТОК InGaN/GaN**

01.04.10 – физика полупроводников

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
ЦАЦУЛЬНИКОВ А.Ф.

Санкт-Петербург

2016

Оглавление

Оглавление.....	2
Введение.....	6
Глава 1. Обзор литературы.....	13
1.1. Полупроводниковые гетероструктуры на основе нитридов III группы в современной оптоэлектронике и электронике.....	13
1.2. Эффекты фазовой сепарации в In-содержащих соединениях III-нитридов.....	18
1.2.1. Физические свойства и основные параметры бинарных соединений AlN, GaN и InN.....	19
1.2.2. Подложки для эпитаксиального роста гетероструктур на основе системы материалов InAlGaN.....	23
1.2.3. Релаксация упругих напряжений и фазовый распад в квантоворазмерных слоях In-содержащих твердых растворов на основе III-нитридов.....	26
1.2.4. Методики и режимы эпитаксиального выращивания квантовых точек на основе соединений III-нитридов.....	32
1.2.5. Оптические свойства гетероструктур на основе квантоворазмерных слоев InGaN.....	36
1.2.6. Распределенные брэгговские отражатели на основе гетероструктур в системе материалов InAlGaN.....	40
1.3. Светодиоды видимого диапазона и источники белого света на основе системы материалов InAlGaN.....	43
1.4. Транзисторы на основе InAlGaN.....	48
1.4.1. Типы транзисторов на основе AlGaIn/GaN.....	48

1.4.2. Технология эпитаксиального роста НЕМТ гетероструктур InAlGaN.....	52
1.4.3. Транзисторы на основе InAlN/GaN гетероструктур...	53
Глава 2. Технология эпитаксиального роста и методы экспериментального исследования структурных и оптических свойств гетероструктур на основе InAlGaN.....	57
2.1. Технология эпитаксиального выращивания гетероструктур на основе III-N.....	57
2.2. Экспериментальные методы исследования структурных, оптических и электрических свойств гетероструктур на основе III-N.....	64
Глава 3. Структурные и оптические свойства гетероструктур InGaN/AlGaN/GaN со стимулированным фазовым распадом.....	69
3.1. Влияние водорода на локальную фазовую сепарацию и морфологию в квантоворазмерных слоях InGaN.....	70
3.2. Стимулирование фазового распада в InGaN/GaN гетероструктурах с помощью метода субмонослойного осаждения.....	87
Глава 4. Применение гетероструктур на основе InAlN для распределенных брэгговских отражателей, светодиодов и транзисторов с высокой подвижностью электронов.....	98
4.1. Эпитаксиальный рост слоев InAlN на различных установках ГФЭ МОС	98
4.2. Полупроводниковые распределенные брэгговские отражатели на основе InAlN/GaN.....	103

4.2.1. Свойства распределенных брэгговских отражателей InAlN/GaN с различным числом периодов.....	103
4.2.2. Анализ оптических параметров распределенных брэгговских отражателей на основе InAlN/GaN.....	111
4.2.3. Светоизлучающие диоды с распределенными брэгговскими отражателями на основе InAlN/GaN.....	115
4.3. Светодиодные композитные гетероструктуры на основе InGaN/GaN/InAlN.....	117
4.3.1. Формирование и структурные свойства композитных гетероструктур InGaN/GaN/InAlN.....	117
4.3.2. Светоизлучающие диоды на основе композитных гетероструктур InGaN/GaN/InAlN.....	126
4.4. Транзисторы с высокой подвижностью электронов на основе гетероструктур InAlN/AlN/GaN.....	128
4.4.1. Эпитаксиальные гетероструктуры InAlN/AlN/GaN...	128
4.4.2. Тестовые транзисторные структуры InAlN/AlN/GaN	132
4.4.3. Характеристики транзисторных гетероструктур на основе AlGaIn/AlN/GaN и InAlN/AlN/GaN.....	137
Глава 5. Высокоэффективные светоизлучающие InAlGaIn гетероструктуры синего и желто-зеленого диапазонов с активной областью на основе короткопериодных сверхрешеток InGaIn/GaN и монокристаллические белые светодиоды на их основе.....	142
5.1. Структурные и оптические свойства короткопериодных сверхрешеток InGaIn/GaN с различным числом периодов, выращенных с помощью конвертации InGaIn в GaIn.....	143
5.2. Исследование влияния барьера на основе InGaIn/GaN КПСР между активной областью светодиодной гетероструктуры и	

областью р-легирования на транспорт носителей заряда и излучательные свойства активной области.....	153
5.3. Светодиодные гетероструктуры желто-зеленого диапазона с активной областью на основе квантоворазмерных слоев InGaN и КПСР InGaN/GaN.....	157
5.4. Монолитные белые дихромные светоизлучающие диоды на основе квантоворазмерных слоев InGaN и КПСР InGaN/GaN...	164
Заключение.....	174
Публикации по теме диссертации.....	177
Список цитируемой литературы.....	181

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность работы. Достижения современной мощной СВЧ электроники и оптоэлектроники, особенно в части полупроводникового освещения, во многом связаны с развитием полупроводниковых гетероструктур на основе соединений нитридов III-группы (InAlGaN). Соединения в системе материалов InAlGaN являются прямозонными полупроводниками, ширина запрещенной зоны которых изменяется от 0.7 эВ до 6.2 эВ и перекрывает весь диапазон видимого света. Физические свойства нитридов III-группы, такие как теплопроводность, высокая термическая и химическая стабильность значительно превосходят свойства кремния и полупроводников III-AsP. На основе системы материалов InAlGaN созданы и широко используются высокоэффективные светоизлучающие диоды ультрафиолетового (УФ), синего и зеленого диапазонов, а также источники белого света как на основе люминофорных покрытий, так и RGB источники на основе смешивания излучения нескольких светоизлучающих диодов различного диапазона [1, 2]. Коммерчески доступные источники белого света на основе светодиодов уже превзошли лампы накаливания и сравнялись с флуоресцентными лампами по всем основным показателям [3]. Предложены перспективные монолитные источники белого света на основе нитридов III-группы, комбинирующие несколько активных слоев InGaN, излучающих при различных длинах волн, и представляющие собой новый класс светоизлучающих устройств, которые потенциально обладают более высокой эффективностью и надежностью, поскольку не требуют применения люминофоров и сложных систем управления как в случае RGB источников белого света.

Помимо оптоэлектронных применений большой прогресс наблюдается в области InAlGaN транзисторов с высокой подвижностью электронов (HEMT). Большие значения энергий ширин запрещенной зоны, позволяющие достичь высоких напряжений пробоя, а, следовательно, высоких рабочих напряжений приборов, большие значения разрывов зон проводимости на гетерограницах

AlGaIn/GaN или InAlN/GaN, а также насыщенной скорости и концентрации электронов в двумерном канале дают возможность реализовать высокочастотные транзисторы большой мощности с параметрами, превосходящими достижимые в материальных системах III-As или Si [4, 5].

Однако, несмотря на значительные достигнутые успехи потенциал приборов на основе InAlGaIn реализован далеко не полностью. Например, несмотря на то, что излучение соединений InAlGaIn способно перекрыть весь видимый диапазон, эффективные источники света желто-зеленого и красного диапазонов до сих пор не созданы. Создание перспективных HEMT транзисторов на основе гетеропереходов GaN/InAlN встречает серьезные технологические проблемы. Истоки данных проблем кроются в том, что все слои гетероструктур на основе InAlGaIn являются несогласованными между собой по параметру решетки и до сих пор отсутствуют доступные по цене, размеру и качеству подложки GaN и AlN, что приводит к необходимости использовать для эпитаксии инородные подложки Al_2O_3 или SiC. Различие в параметрах кристаллической решетки слоев гетероструктур, приводит к возникновению значительных механических напряжений, например, в активной области InGaIn/GaN светоизлучающих диодов особенно при высоком содержании индия, и соответственно к фазовому распаду InGaIn, формированию дефектов, и снижению эффективности излучения в желто-зеленом и красном диапазонах. Таким образом, важной задачей современных исследований в данной области является изучение взаимосвязи структурных, электрофизических и оптических свойств гетероструктур на основе InAlGaIn с технологическими условиями их синтеза для поиска методов эффективного технологического контроля над эффектами фазовой сепарации в квантоворазмерных слоях гетероструктур с целью подавления или использования данного эффекта в приборных структурах.

Цель работы заключалась в исследовании структурных, оптических и электрических свойств различных типов гетероструктур на основе системы материалов InAlGaIn, выращенных методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений (ГФЭ МОС), для светоизлучающих диодов

видимого диапазона и транзисторов с высокой подвижностью электронов с целью выявления новых подходов к созданию активных областей приборных структур, основанных на управлении упругими напряжениями и эффектом фазовой сепарации.

Для достижения поставленной цели в ходе работы решались следующие **основные задачи:**

1. Исследование оптических и структурных свойств квантоворазмерных слоев InGaN, имеющих островковую структуру и формирующихся в условиях присутствия водорода в реакторе установки ГФЭ МОС при росте слоев InGaN.
2. Изучение структурных и оптических свойств гетероструктур InGaN/GaN, выращенных методом ГФЭ МОС в режиме субмонослойного осаждения, при котором слой InGaN формируется с помощью нескольких циклов осаждения InGaN/GaN с эффективной толщиной каждого слоя менее одного монослоя.
3. Исследование свойств эпитаксиальных слоев InAlN, выращенных методом ГФЭ МОС с использованием горизонтальных реакторов различного размера и планетарного реактора AIX2000 HT, с целью определения оптимальных условий роста, позволяющих подавить фазовую сепарацию, и получить слои InAlN с высоким кристаллическим качеством для последующего создания на их основе распределенных брэгговских отражателей (РБО) InAlN/GaN и GaN/AlN/InAlN гетероструктур для HEMT транзисторов.
4. Изучение композитных InGaN/GaN/InAlN гетероструктур, в которых слой InAlN выращивался в технологических условиях, приводящих к фазовой сепарации и формированию островков с большой шириной запрещенной зоны, которые стимулировали фазовый распад и формирование островков в узкозонных квантоворазмерных слоях InGaN, осажденных над островками InAlN.

5. Исследование влияния барьеров на основе короткопериодных сверхрешеток (КПСР) InGaN/GaN в активной области светодиодов синего и желто-зеленого диапазонов и монокристаллических белых светодиодов на их оптические свойства.

Научная новизна полученных результатов:

1. Изучена зависимость морфологии квантоворазмерных слоев InGaN от содержания водорода в атмосфере реактора при росте InGaN или во время прерываний роста после осаждения тонкого (2-4 нм) слоя InGaN.
2. Впервые для InGaN/GaN гетероструктур исследован метод субмонослойного роста.
3. Впервые исследованы свойства слоев InAlN, выращенных в условиях, позволяющих подавить фазовую сепарацию, обусловленную различием условий роста In-содержащих и Al-содержащих слоев.
4. Впервые исследовано стимулированное формирование островков InGaN путем последовательного осаждения тонкого слоя InGaN над слоем InAlN, содержащим островки.
5. Показано, что использование в активной области светодиодов желто-зеленого диапазона КПСР InGaN/GaN под активным слоем InGaN с высоким содержанием индия, позволяет увеличить эффективность излучения в диапазоне длин волн от 530 до 560 нм.
6. Показано, что применение короткопериодной сверхрешетки InGaN/GaN в качестве барьерных слоев в активной области монокристаллических полихромных светодиодных гетероструктур позволяет улучшить транспорт носителей.

Научная и практическая значимость работы:

1. Предложен и реализован способ управления морфологией квантоворазмерных слоев InGaN с помощью добавки водорода в реактор в процессе роста InGaN или во время прерываний роста после осаждения InGaN, позволяющий получать, в первом случае, более однородные по составу слои InGaN и, во втором случае, трансформировать сплошной слой

InGaN в массив островков, что позволяет изменять длину волны и эффективность излучения светодиодов синего и зеленого диапазонов.

2. Изучены свойства слоев InAlN, выращенных в установках ГФЭ МОС с горизонтальными реакторами различного размера и планетарным реактором AIX2000 HT и определены оптимальные условия эпитаксиального роста высококачественных слоев InAlN, что позволило получить РБО InAlN/GaN, с коэффициентом отражения более 99 % в видимом интервале длин волн от 460 до 610 нм и HEMT транзисторы на основе гетероструктур GaN/AlN/InAlN с током насыщения 1600 мА/мм и крутизной 200 мС/мм.
3. Показано, что использование композитной InGaN/GaN/InAlN гетероструктуры в активной области светодиодов позволяет реализовать излучение в красной области спектра с длиной волны ~620 нм.
4. Показано, что активная область на основе квантоворазмерного слоя InGaN с высоким содержанием индия, осажденного на КПСР InGaN/GaN и последующий слой GaN, выращенный при пониженной температуре роста, позволяет реализовать излучение в желто-зеленом диапазоне длин волн 530 - 560 нм с внешней квантовой эффективностью, превышающей современный уровень.
5. Показано, что использование в активной области монолитного белого светодиода барьеров различной толщины на основе КПСР InGaN/GaN или GaN позволяет контролировать цветовые характеристики излучения за счет изменения соотношения интенсивностей излучения в различных областях спектра.

Положения выносимые на защиту.

1. Присутствие водорода в атмосфере во время эпитаксиального роста InGaN обеспечивает формирование однородных по составу слоев, а при прерываниях роста после осаждения квантоворазмерного слоя InGaN приводит к морфологической трансформации сплошного слоя в массив островков.

2. Использование короткопериодной сверхрешетки InGaN/GaN и низкотемпературного слоя GaN под излучающим слоем InGaN в активной области светодиода позволяет повысить эффективность излучения в желто-зеленом диапазоне спектра.
3. Использование короткопериодной сверхрешетки InGaN/GaN в качестве барьера в активной области монолитного белого светодиода позволяет контролировать цветовые характеристики излучения.
4. Подавление фазовой сепарации в тонких слоях InAlN при оптимизированных условиях эпитаксиального роста позволяет получить однородные по составу слои, создать транзисторы, обладающие более высокими по сравнению с AlGaIn/GaN характеристиками, и распределенные брэгговские отражатели с рекордно высоким коэффициентом отражения во всем видимом диапазоне длин волн.

Апробация работы. Основные результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на российских и международных конференциях и симпозиумах:

- 5-ой Всероссийской конференции «Электроника и микроэлектроника СВЧ» (Санкт-Петербург, 2016г.);
- 7-ой Международной научно-практической конференции по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники (Москва, 2016г.);
- 10-й Всероссийской конференции «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы» (Санкт-Петербург, 23-25 Марта 2015г.);
- Школе-конференции с международным участием International School and Conference “Saint Petersburg OPEN 2016” по Оптоэлектронике, Фотонике, Приборам и Наноструктурам (Saint Petersburg, 2016);
- 9-й Всероссийской конференции «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы» (Москва, 2013г.);
- 9-й Беларусско-Российский Семинар "Полупроводниковые лазеры и системы на их основе" (Минск, 2013г.);

- 9th International Conference on Nitride Semiconductors (ICNS-9) (Glasgow, 2011);
- 8-й Всероссийской конференции «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы» (Санкт-Петербург, 2011г.);
- 8-ой Беларусско-Российский Семинар "Полупроводниковые лазеры и системы на их основе" (Минск, 2011 г.);
- 7-й Всероссийской конференции «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы» (Москва, 2010г.);
- 12-ой Всероссийской молодежной конференции по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике (Санкт-Петербург, 2010г.);
- 15th International Conference on Metalorganic Vapor Phase Epitaxy (ICMOVPE-XV) (Incline Village, 2010г.);
- International Workshop on Nitride Semiconductors (IWN2010) (Tampa, 2010);
- 30th International Conference on the Physics of Semiconductors (ICPS2010) (Seoul, 2010);
- 13th European Workshop on Metalorganic Vapour Phase Epitaxy (Ulm, 2009);
- Конференции (школе-семинаре) по физике и астрономии для молодых ученых Санкт-Петербурга и Северо-запада «Физика.СПб» (Санкт-Петербург, 2009г.);
- SPIE Photonics Europe 2008 (Strasbourg, 2008);
- 5-ой Всероссийской Конференции «Нитриды галлия, индия и алюминия: структуры и приборы» (Москва, 2007г.).

Перечень публикаций, раскрывающих основное содержание диссертационной работы [A1 - A17], представлен на стр. 177.

Структура и объем диссертации. Диссертационная работа состоит из введения, пяти глав, заключения и списка цитируемой литературы. Материал изложен на 215 страницах, включая 74 рисунка и 11 таблиц. Список цитируемой литературы содержит 254 наименования.

Глава 1. Обзор литературы

1.1. Полупроводниковые гетероструктуры на основе нитридов III группы в современной оптоэлектронике и электронике

Достижения современной оптоэлектроники, связанные с развитием нанотехнологии полупроводниковых гетероструктур, в настоящее время определяют стремительное развитие твердотельных светоизлучающих приборов: светодиодов и лазеров. Исследования и широкое внедрение светодиодов видимого диапазона, обладающих малым энергопотреблением, высоким квантовым выходом и большим сроком службы, оказывают заметное влияние на решение ряда важных проблем современности [5], а именно энергетической и экологической. Предполагается, что уже к 2020 году удастся значительно сократить энергопотребление до 30 % за счет использования светоизлучающих диодов при освещении производственных и бытовых помещений, для наружного уличного освещения, на транспорте, в дисплеях и информационных стендах.

Исследования полупроводниковых соединений $A^{III}B^V$ в начале 60-х годов привели к обнаружению интенсивного излучения в p-n переходах на основе арсенида галлия. Первый красный светодиод на основе GaAsP был создан в 1962 г. [6], а с 1968 года началось промышленное производство светодиодов видимого диапазона. С созданием синих светодиодов на основе GaN в 1990 году [7] началась эра III-нитридов. На долю AlN, GaN, InN и твердых растворов на их основе приходится до 80% выпущенных в 2007 году светодиодов (белые, зеленые и синие), т.е. нитриды в оптоэлектронике сегодня играют такую же важную роль, как кремний в электронике. Наряду с законом Мура, хорошо известным в электронике (плотность транзисторов в электронных устройствах удваивается каждые 2 года), установлен аналогичный закон Хайнтца, характеризующий экспоненциальный рост основных параметров светодиодов [8]. Согласно закону

Хайнца каждые 10 лет световой поток светодиодов видимого диапазона увеличивается в 20 раз, а стоимость люмена уменьшается в 10 раз.

В настоящее время светодиоды уже превзошли традиционные средства освещения (лампы накаливания 15 лм/Вт и флуоресцентные лампы 90 лм/Вт) по всем основным показателям и достигли важного уровня световой отдачи по мощности более 200 лм/Вт [9]. Развитие технологии получения соединений нитридов третьей группы началось с синтезирования бинарных соединений AlN, GaN и InN в 1907, 1910 и 1932 г. [10], соответственно. Однако только в 1960-х годах, после разработки принципиально новых технологий эпитаксиального выращивания, стало возможно выращивание толстых слоев GaN методом хлоридной газофазной эпитаксии [11]. В 1971 г. были получены толстые слои GaN вначале методом газофазной эпитаксии из металл-органических соединений [12], а затем методом молекулярно-лучевой эпитаксии в 1974 г. [13]. В 1971 г. были реализованы первые светодиоды на основе GaN со структурой металл–диэлектрик–полупроводник n-типа, излучающие свет в синих и зеленых спектральных областях [14]. Эпитаксиальные слои AlN были впервые выращены в 1975 г. [15]. В 1982 г. Г. В. Сапарин и М. В. Чукичев из МГУ им. М. В. Ломоносова установили возможность получения GaN с проводимостью p-типа при исследовании катодолюминесценции слоев GaN, легированных акцепторами Zn, за счет активации люминесценции при длительном сфокусированном действии электронного пучка в растровом электронном микроскопе [16].

В 1983 г. для роста GaN был впервые использован низкотемпературный зародышевый слой [17], что позволило вырастить слои GaN на сапфировых подложках с высоким кристаллическим качеством методами молекулярно пучковой эпитаксии (МПЭ) [17] и ГФЭ МОС [18]. В 1989 г. были получены слои GaN p-типа проводимости путем активации акцепторных примесей с помощью метода облучения низкоэнергетическим электронным пучком [19] и в последующем с помощью термического отжига [20]. В 1992 г. Исаму Акасаки и Хироси Амано из Университета Нагойи продемонстрировали первые

светодиоды со слоем p-GaN с гомогенным p-n-переходом [21], излучающие в УФ и синем спектральных диапазонах. В 1994 г. сотрудники японской компании Nichia Chemical во главе с Сюдзи Накамура получили первые светодиоды, излучающие в голубой и зеленой областях спектра, на основе гетероструктур InGaN/AlGaN/GaN с КПД вплоть до 10 % [22]. В 1996 г. разработали лазерные структуры на основе InAlGaN, работающие при комнатной температуре [23], и получили белые светодиоды, основанные на конверсии излучения синих InGaN/GaN светодиодов в длинноволновое зелено-желтое излучение с помощью люминофорных покрытий [23].

В 2014 году Исаму Акасаки (Isamu Akasaki), Хироси Амано (Hiroshi Amano) и Сюдзи Накамура (Shuji Nakamura) были удостоены Нобелевской премии по физике за изобретение ярких синих светодиодов - новых энергоэффективных и экологически-чистых источников света, которые позволили создать источники белого света нового типа [23 - 25].

Помимо оптоэлектронных применений большой прогресс наблюдается в области транзисторов с высокой подвижностью носителей (HEMT) на основе гетероструктур в системе материалов InAlGaN (GaN HEMT). Модулированное легирование в таких гетероструктурах впервые продемонстрировано в 1992 году [26], а первый работающий транзистор появился в 1993 г [27] в обоих случаях благодаря работам А. Khan и соавторов. Интерес к данной системе материалов с точки зрения электронных применений вызван следующими факторами. Во-первых, большая ширина запрещенной зоны GaN приводит к высоким напряжениям пробоя и, следовательно, высоким напряжениям работы приборов. Во-вторых, скорость насыщения электронов в GaN существенно превышает соответствующую величину для Si, что открывает возможности СВЧ применений. В третьих, высокая концентрация электронов в двумерном канале дает возможность реализации транзисторов большой мощности. Сочетание данных факторов делает СВЧ транзисторы на основе GaN уникальным объектом для создания мощных приборов миллиметрового диапазона. Например, мощность транзисторов на основе GaN, составляющая 933 мВт на частоте 94 ГГц [4, 28, 29],

примерно на два порядка превышает соответствующее значение для транзисторов на основе InAlAs/InGaAs [30]. На Рис. 1.1 приведено сравнение мощностей для усилителей на основе микроволновых монокристаллических интегральных схем (МИС) диапазона 94 - 95 ГГц с использованием транзисторов с высокой подвижностью электронов на основе различных систем материалов.

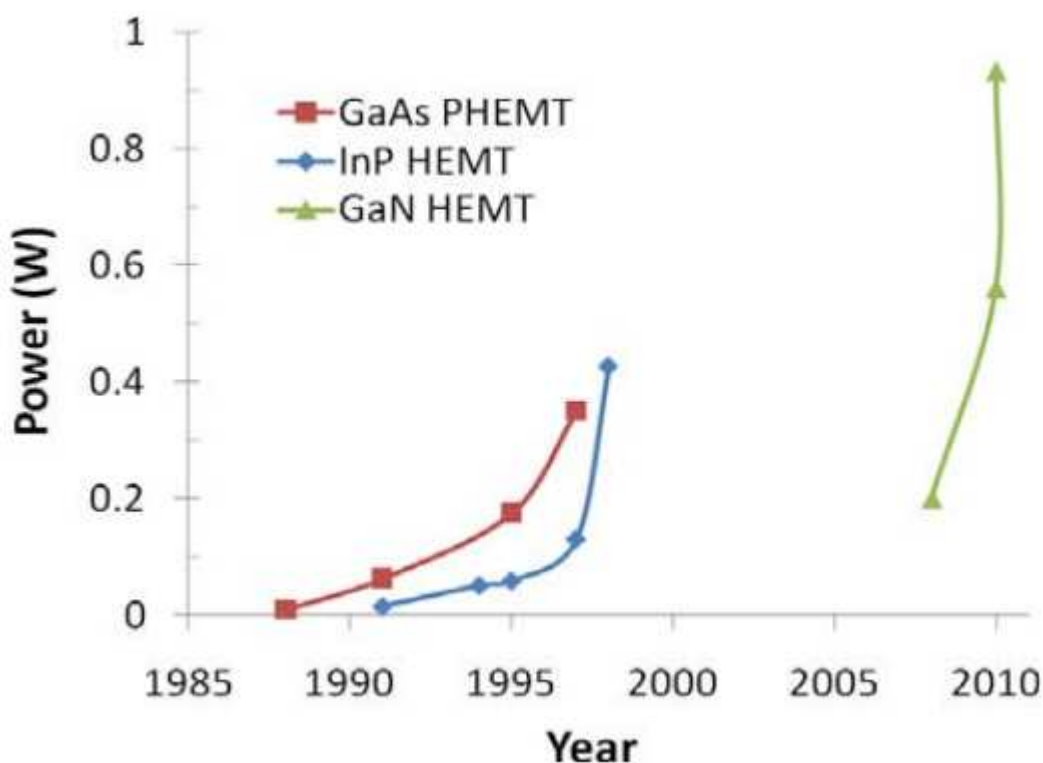


Рис. 1.1. Сравнение мощностей для усилителей на основе монокристаллических интегральных схем диапазона 94-95 ГГц с использованием псевдоморфных HEMT транзисторов, InP HEMT транзисторов и GaN HEMT транзисторов [28].

Широкое применение GaN HEMT транзисторов и устройств на их основе в сетях мобильной связи 4-го поколения (4G), беспроводных сетях WiFi и WiMAX, в системах спутниковой связи и спутникового телевизионного вещания стимулирует их производство, которое в последнее время все более набирает обороты [28].

Однако, несмотря на значительный прогресс в области физики и технологии гетероструктур на основе нитридов III-группы существует ряд проблем, в том числе фундаментальных, которые к настоящему времени все еще не решены. К ним можно отнести низкую эффективность излучения InGaN/GaN светодиодов с длинами волн более 530 нм, несмотря на то, что InGaN по своим физическим параметрам способен перекрыть весь видимый и инфракрасный (ИК) диапазон [31]. В области транзисторов HEMT на основе GaN/AlGaN возможности изменения параметров слоев гетероструктур (band engineering) сильно ограничены рассогласованием постоянных решетки GaN и AlGaN. Большинство из этих проблем обусловлены тем, что постоянные решеток всех материалов в системе InAlGaN (GaN, AlN, InN) не совпадают и, как правило, эпитаксиальный рост проводится на инородных подложках (Al_2O_3 , SiC, Si), поскольку стоимость подложек GaN очень высока, а размеры ограничиваются 2". Данная особенность приводит к необходимости как применения специальных методов роста, например, использования низкотемпературного зародышевого слоя при росте на подложках Al_2O_3 , так и к оптимизации последовательности слоев гетероструктур для минимизации упругих напряжений, приводящих к возникновению дефектов. Таким образом, задача исследований структурных, оптических и электрических свойств гетероструктур на основе InAlGaN в зависимости от их конструкции, последовательности слоев, составляющих гетероструктуру, представляет большой интерес для разработки и получения новых типов гетероструктур для электронных и оптоэлектронных применений.

В представленной работе рассмотрены и проанализированы результаты исследований гетероструктур для светодиодов и транзисторов с высокой подвижностью электронов на основе системы материалов InAlGaN. Гетероструктуры были выращены методом ГФЭ МОС с использованием различных, в том числе оригинальных, технологических подходов к формированию квантоворазмерных слоев, приводящих при определенных условиях к трансформации сплошных слоев в массивы островков, и обеспечивающих управление структурными свойствами гетероструктур.

Рассмотренные подходы к формированию активных областей светодиодов и транзисторов позволили улучшить мощностные характеристики светодиодов, излучающих в синей и желто-зеленой области спектра, создать монокристаллические белые светодиоды, синтезировать монокристаллические распределенные брэгговские отражатели для видимого диапазона длин волн, и получить транзисторные гетероструктуры с высокой концентрацией носителей в канале.

1.2. Эффекты фазовой сепарации в In-содержащих соединениях III-нитридов

Прогресс в современной полупроводниковой технологии обусловлен интенсивным развитием в последние годы технологии изготовления не только классических гетероструктур на основе квантовых ям (КЯ), но и новых типов гетероструктур на основе квантовых нитей и квантовых точек. Наиболее интересными подходами являясь *in-situ* методы получения таких объектов, то есть их формирование непосредственно в процессе эпитаксиального роста. Одним из таких объектов, технология получения которого была широко развита в последнее время, являются самоорганизованные напряженные квантовые точки (КТ) InAs.

Впервые возможность синтеза таких КТ была продемонстрирована в 1982 г. Аракава и Сасаки [32]. В результате детальной разработки технологии и конструкции гетероструктур были созданы полупроводниковые лазеры на КТ с низким пороговым током, низкой температурной чувствительностью и узкой спектральной характеристикой [33].

Разработанные системы материалов InAlGaAs технологии дали импульс к использованию разработанных подходов в других материалах, в частности в системе материалов InAlGaN, в которой, как отмечалось выше, все составляющие гетероструктуру слои являются решеточно-несогласованными (Рис. 1.2). В случае гетероструктур InGaN/GaN эффект фазовой сепарации и формирование локальных In-обогащенных областей, которые могут иметь размеры несколько

единиц нанометров и рассматриваться как КТ, наблюдается даже в случае роста квантоворазмерных слоев InGaN с достаточно низким содержанием индия [34].

При этом формирование таких локальных In-обогащенных островков связано как с условиями роста, так и с напряжениями, обусловленными несогласованием параметров решетки слоев гетероструктуры [35], то есть последовательностью слоев гетероструктуры. Использование эффекта фазовой сепарации и формирование КТ в случае широкозонных соединений InAlGaN позволяет широко использовать возможности КТ, в частности, для создания светодиодов и лазерных диодов, излучающих в широком спектральном интервале от ультрафиолетового до инфракрасного диапазонов [31]. Важным преимуществом гетероструктур на основе III-нитридов по сравнению с материалами InGaAlAs является значительное различие в величине энергии ширины запрещенной зоны E_g в бинарных нитридных материалах, которая изменяется в интервале от 0.7 до 6.2 эВ. Это позволяет путем варьирования содержания твердых растворов изменять ширину запрещенной зоны в слоях активной области более, чем на 1 эВ, что существенно увеличивает эффективность локализации носителей заряда в КЯ и КТ. В системе материалов InAlGaN эффективная масса электронов составляет около $0.2m_0$, а дырок $1.0m_0$ (Таблица 1.1), что обеспечивает существенно большую плотность состояний.

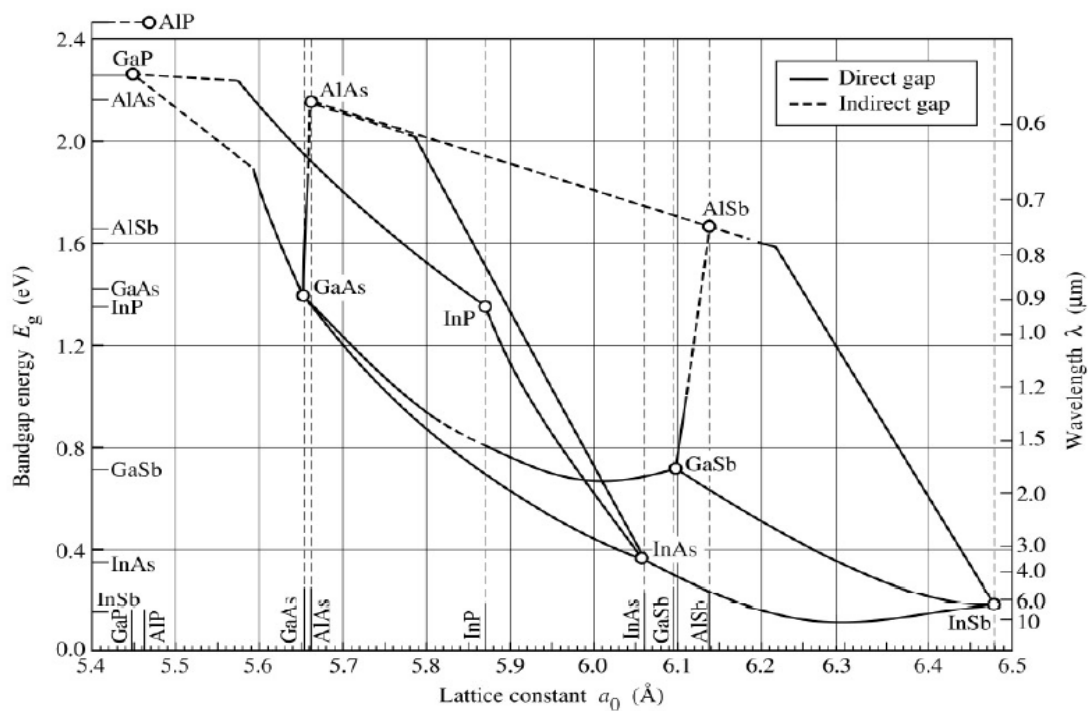
1.2.1. Физические свойства и основные параметры бинарных соединений AlN, GaN и InN

Бинарные соединения GaN, AlN и InN являются прямозонными полупроводниками с энергией ширины запрещенной зоны, перекрывающей спектральную область от инфракрасного ($E_g^{InN} \sim 0.69$ эВ) до ультрафиолетового ($E_g^{GaN} \sim 3.4$ эВ, $E_g^{AlN} \sim 6.1$ эВ) диапазонов. Высокая температурная стабильность, химическая стойкость и значительная величина энергетической щели позволяют успешно использовать эти полупроводниковые материалы в оптоэлектронике, в

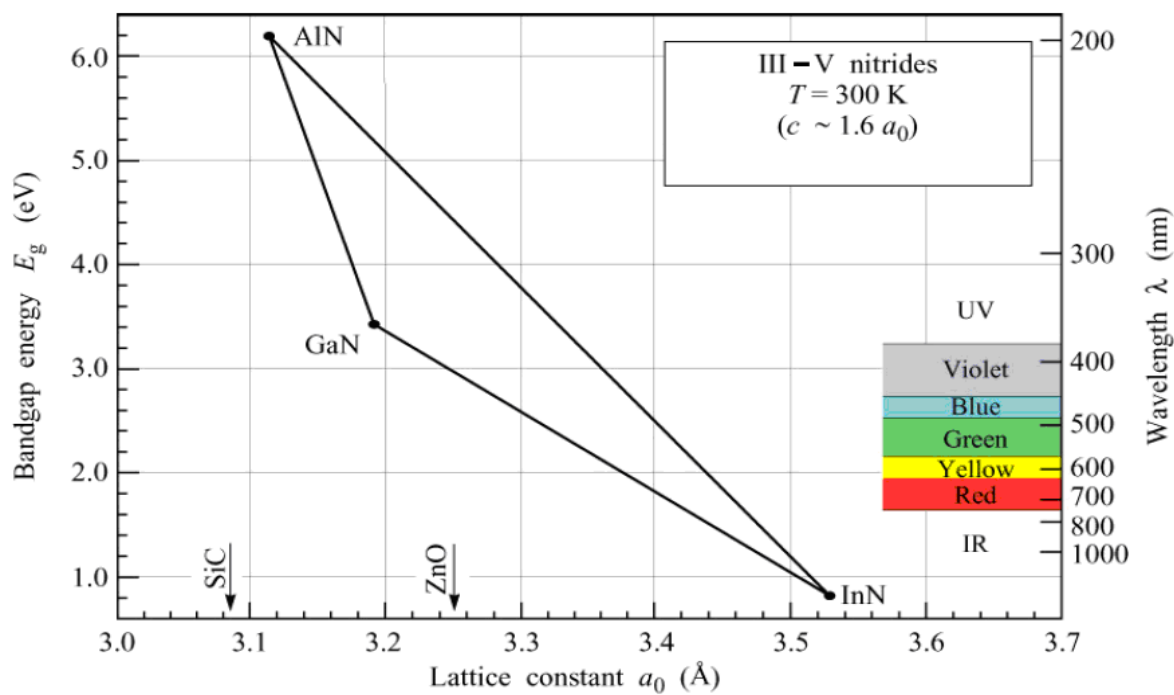
электронике для приборов высокой мощности и высокотемпературной электронике. Зависимости величины энергии ширины запрещенной зоны от постоянных решеток данных полупроводниковых материалов и их твердых растворов представлены на Рис. 1.2а, б. Характерные свойства GaN, InN и AlN приведены в Таблице 1.1.

Таблица 1.1 Параметры объемных бинарных материалов AlN, GaN и InN [35, 36]

	AlN	GaN	InN
Постоянная решетки a ($T=300$ K), нм	0.3112	0.3189	0.3533
Коэффициент термического расширения α_a ($10^{-6}/\text{K}$)	4.2	5.6	3.8
Постоянная решетки c ($T=300$ K), нм	0.4982	0.5185	0.5693
Коэффициент термического расширения α_c ($10^{-6}/\text{K}$)	5.3	3.2	2.9
Статическая диэлектрическая постоянная, ϵ/ϵ_0	8.5	8.9	10.5
E_g ($T=0$ K), эВ	6.25	3.51	0.69
E_g ($T=300$ K), эВ	6.14	3.43	0.64
Энергия связи экситона, мэВ	60	34	9
Боровский радиус экситона, нм	1.4	2.4	8
Энергия связи акцептора Mg, эВ	0.51	0.17	0.06
Эффективная масса электрона m_e/m_0	0.32	0.20	0.07
Эффективная масса тяжелой дырки m_{hh}/m_0	3.53	1.61	1.68
Показатель преломления n	2.93	2.41	2.1



a)



б)

Рис. 1.2. Энергия ширины запрещенной зоны и постоянная решетки для различных полупроводниковых соединений $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$ при комнатной температуре [31] (а). Энергия ширины запрещенной зоны и постоянная решетки в соединениях на основе нитридов III группы [31] (б).

Нелегированные слои GaN демонстрируют проводимость *n*-типа с концентрацией электронов и подвижностью $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $600 \text{ см}^2/(\text{В} \times \text{с})$ [38], соответственно, обусловленную атомами кислорода, замещающими азот, с энергией ионизации донора 30 - 39 мэВ [39]. Получение слоев GaN *n*-типа проводимости осуществляется за счет легирования атомами Ge или Si, которые являются мелкими донорами в GaN [40, 41] и замещают атомы галлия благодаря малым величинам разницы ковалентных радиусов между Si и Ga, и Ge и Ga, которые составляют 0.15 и 0.04 Å, соответственно. Благодаря развитию технологии выращивания слоев GaN с высоким кристаллическим качеством существует возможность получения хорошо контролируемого уровня легирования GaN *n*-типа проводимости в широком интервале от $\sim 10^{16}$ до $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$, вплоть до уровня $8 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ при легировании Si (силан SiH_4) [40] и вплоть до $2.9 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ при легировании Ge (герман GeH_4) [41].

Для получения слоев GaN и AlGaN *p*-типа проводимости методом ГФЭ МОС используется легирующая примесь Mg с последующей активацией атомов Mg с помощью облучения ультрафиолетовым светом [42], электромагнитным излучением [43] или отжигом в безводородной атмосфере [44, 45]. Длительное время не удавалось получить *p*-тип проводимости GaN, поскольку атомы Mg становятся электрически неактивными за счет пассивации атомами водорода, присутствующими в ростовой атмосфере. При воздействии на материал электронным пучком или отжигом в безводородной атмосфере, наблюдается разрыв связи Mg-H и удаление водорода из материала, что приводит к появлению *p*-типа проводимости [46, 47]. Впервые слои GaN *p*-типа проводимости, легированные Mg, были получены при облучении пленки электронным пучком, при этом удельная проводимость составила около $35 \text{ 1}/(\text{Ом} \times \text{см})$, а концентрация дырок при комнатной температуре составляла $1.4 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [19, 48]. Позже было установлено, что отжиг в атмосфере чистого азота при $\sim 700^\circ \text{C}$ также приводит к активации атомов Mg и появлению *p*-типа проводимости в GaN. Однако отжиг в атмосфере аммиака приводит к обратному процессу пассивации, в результате чего слои GaN становятся изолятором [49].

Большая энергия активации магния в GaN (~ 170 мэВ [50]) требует высоких концентраций вводимой примеси ($\sim 10^{20}$ см $^{-3}$), что приводит к ухудшению морфологии растущих слоев [51, 52], которая сильно зависит от типа используемого несущего газа. Большая концентрация атомов Mg, необходимая для достаточной инжекции дырок в активную область светодиода, вызывает диффузию атомов Mg в процессе эпитаксиального роста в слое InGaN активной области, что, приводит к снижению внутренней квантовой эффективности за счет безызлучательной рекомбинации и перехода носителей заряда на акцепторные уровни в слоях p-AlGaN и p-GaN [53, 54].

1.2.2. Подложки для эпитаксиального роста гетероструктур на основе системы материалов InAlGaN

Отсутствие «родных» согласованных по параметру кристаллической решетки подложек GaN приводит, с одной стороны, к существенным трудностям в получении гетероструктур на основе нитридов III группы и, с другой стороны, обуславливает особенности в проявлении свойств гетероструктур в зависимости от технологии, включая начальные стадии роста буферных слоев. Наиболее распространенными материалами подложек для гетероэпитаксии гетероструктур на основе нитрида галлия, в силу их доступности, являются сапфир и карбид кремния. В Таблице 1.2 приведены физические параметры материалов для эпитаксиального выращивания структур на основе III-нитридов, указаны значения коэффициентов термического расширения и величин рассогласования постоянных решетки [55, 56, 57].

Сапфировые подложки (Al_2O_3) доступны и обладают очень высоким кристаллическим совершенством, химической и температурной стабильностью. Сапфир прозрачен во всем видимом и ближнем ультрафиолетовом диапазоне, что позволяет создавать оптоэлектронные приборы с вводом и выводом излучения через подложку (флип-чип) [58]. Рассогласование параметров решеток сапфира и

GaN достигает 33%, но для ориентации (0001) в плоскости подложки кристаллические решетки слоя и подложки при выращивании оказываются повернутыми на 30°, при этом эффективное значение рассогласования по постоянной решетки составляет ~13% для GaN. При этом, как указано в Таблице 1.2, сапфир обладает низкой теплопроводностью (0.25 Вт/см×С), что усложняет конструкцию мощных приборов, требующих отвода тепла. Коэффициент теплового расширения (КТР) сапфира выше, чем у GaN, поэтому при комнатной температуре эпитаксиальные слои GaN испытывают сжатие [57]. Существенный недостаток сапфировых подложек, связанный с сильным рассогласованием параметров решеток с GaN, был преодолен благодаря использованию низкотемпературного слоя AlN между подложкой и высокотемпературным слоем GaN [18].

Таблица 1.2. Физические свойства основных типов подложек для роста GaN (вюрцит) [57].

Подложка	Постоянные решетки, Å		Несоответствие параметров решеток %, 300K	Разность КТР ($\times 10^{-6}$)	Стабильность в условиях ГФЭ МОС нитридов.
	a	c			
Si	5.431	-	20.1	-2.0	Хорошая
GaAs	5.6533	-	25.3	0.4	Ограниченная
6H-SiC	3.0806	15.1173	-3.4	-1.4	Хорошая
Al ₂ O ₃	4.765	12.982	13.8	1.9	Хорошая

В отличие от сапфира, рассогласование параметров решетки между SiC и GaN составляет ~3 % для пленок с ориентацией (0001). Совпадение кристаллических плоскостей SiC и эпитаксиальной пленки GaN позволяет получать зеркала для лазеров скалыванием. Хотя рассогласование параметров

решетки SiC и GaN существенно меньше, чем для сапфира, оно достаточно велико и не позволяет избежать образования большой плотности дефектов в эпитаксиальной пленке GaN. Для преодоления плохого смачивания между GaN на SiC, эпитаксиальное выращивание проводится с использованием буферных слоев AlN или AlGaN [59]. Подложки SiC имеют большой коэффициент теплопроводности ($\sim 5 \text{ Вт/см} \times \text{C}$). Коэффициент термического расширения у SiC меньше, чем у AlN или GaN, что приводит к растяжению эпитаксиальных структур при комнатной температуре. Поэтому даже при использовании специальных методов, на SiC нельзя выращивать толстые (более 5-6 мкм) структуры, так как это приводит к их растрескиванию. В отличие от сапфира, подложки SiC являются непрозрачными в ультрафиолетовом диапазоне, а наличие большой плотности глубоких центров приводит к поглощению света и в видимом диапазоне [44].

В настоящее время все большие усилия прикладываются исследователями для получения более подходящих материалов подложек для эпитаксиального роста соединений III-N и их твердых растворов, например AlN или подложки GaN для гомоэпитаксии. Однако, в настоящее время, по-прежнему самым распространенным материалом для выращивания эпитаксиальных структур на основе соединений III-N для оптоэлектроники, является Al_2O_3 , а для электроники SiC.

Методиками устранения несоответствий в параметрах между подложкой и растущим слоем и уменьшения плотности дислокаций являются создание новых подходов к гомо- и гетероэпитаксии соединений на основе III-нитридов с использованием различных зародышевых и буферных слоев, специальным образом приготовленных подложек из разных материалов, а также методики латерального эпитаксиального выращивания.

1.2.3. Релаксация упругих напряжений и фазовый распад в квантоворазмерных слоях In-содержащих твердых растворов на основе III-нитридов

Твердые растворы InGaN и InAlN образованы из сильно рассогласованных бинарных соединений AlN, GaN и InN и в отличие от других III-V соединений испытывают фазовый распад т.е. атомы твердого раствора группируются в упорядоченные или неупорядоченные фазы определенной стехиометрии [58, 61].

Активные области современных гетероструктур на основе InGaN/GaN содержат тонкие, толщиной 2-3 нм, двумерные слои InGaN (КЯ), которые испытывают упругое напряжение по отношению к буферному слою GaN поскольку увеличение содержания In в слое InGaN достаточно сильно изменяет величину постоянной решетки InGaN по сравнению с GaN. Из-за различия в длинах связей в кристаллической решетке, которое обусловлено различием в параметрах решетки между InN и GaN, составляющим 10.7 % для a и 15.0 % для c [61], тройное соединение InGaN является термодинамически нестабильным, а значит, в нем возможен фазовый распад твердого раствора.

Термодинамические расчеты и фазовая диаграмма InN-GaN, для релаксированного слоя, представленные в работе [35], показывают, что растворимость InN в GaN невысока и составляет ~6 % при температуре 800 °C, а критическая температура фазовой сепарации равна 1250 °C. Проведенные расчеты согласуются с данными из работы [62], где фазовый распад твердого раствора наблюдался в толстых слоях InGaN толщиной 500 нм, выращенных на GaN/AlGaN, при содержании индия более 28 %. В слое InGaN с составом 49 % происходит фазовый распад с образованием фаз с низким (14 %) и высоким (95 %) содержанием индия.

В работе [63] слои толщиной 100 нм были выращены методом ГФЭ МОС на слое GaN при температурах в интервале от 700 до 900 °C, с содержаниями индия в интервале от 7 до 35 %. Анализ изображений ПЭМ высокого разрешения

подтвердил, что при низком содержании индия ($x < 10\%$) наблюдается однородный напряженный слой $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$. При составе $0.10 < x < 0.22$ происходит релаксация упругих напряжений с образованием ямок в форме перевернутых пирамид ("V-defects") [64] в местах выхода проникающих дислокаций на поверхность, в области которых происходит образование фаз с более высоким содержанием индия. При составе $x > 0.22$ наблюдается спинодальный фазовый распад с образованием фаз с низким и высоким содержанием индия. С другой стороны в работе [62] были выращены при температуре $\sim 800^\circ\text{C}$ слои InGaN с содержанием индия $\sim 30\%$ в которых фазовый распад не наблюдался.

На Рис. 1.3 приведены диаграммы T - x , рассчитанные в работе [61] для релаксированных гексагональных слоев InGaN (Рис. 1.3а) и когерентно напряженных слоев InGaN с поверхностью перпендикулярной (Рис. 1.3б) и параллельной оси шестого порядка C_6 (Рис. 1.3в). Область между кривыми бинодалью и спинодалью соответствует области метастабильности твердого раствора, а спинодаль ограничивает область, где однородный тройной твердый раствор становится нестабильным. Проведенные расчеты демонстрируют, что в случае когерентно напряженных слоев область несмешиваемости имеет несимметричную форму и сдвинута в область больших содержаний индия. В результате критическая температура фазовой сепарации оказывается меньше, чем для релаксированных слоев (1135°C при $x = 0.5$), и составляет 735°C (при $x = 0.79$). Растворимость InN в GaN при комнатной температуре может достигать 35% .

Согласно диаграмме T - x , рассчитанной для напряженного гексагонального слоя InGaN , поверхность которого параллельна оси шестого порядка C_6 , область несмешиваемости оказывается еще меньше, а критическая температура еще ниже и составляет 395°C (при $x = 0.83$), поскольку такие слои оказываются более напряженными по сравнению со слоями, поверхность которых перпендикулярна оси шестого порядка C_6 . В случае кубических слоев InGaN , поверхность которых лежит в плоскости (001), тенденция к фазовому распаду полностью подавлена за счет значительных механических напряжений.

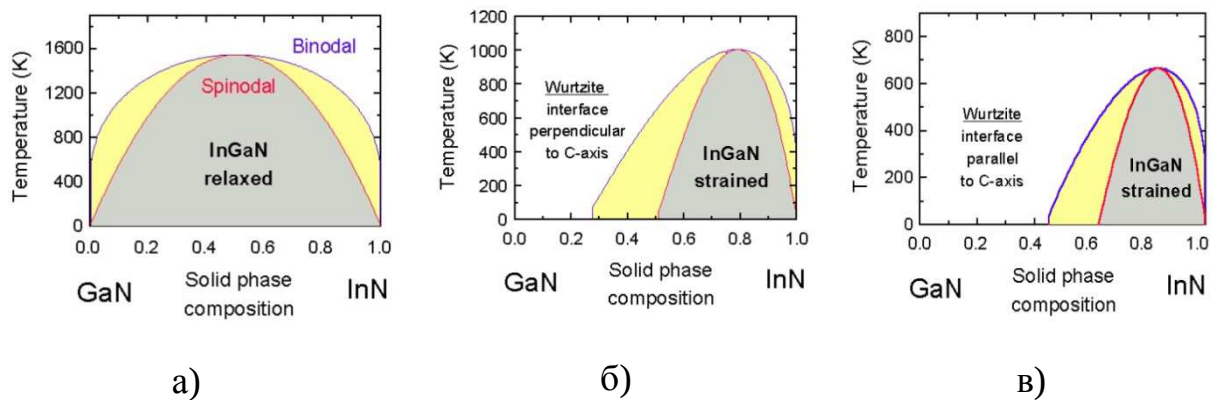
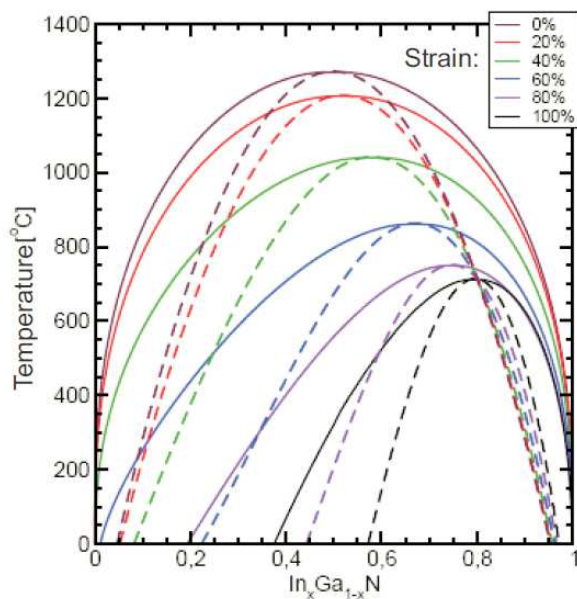
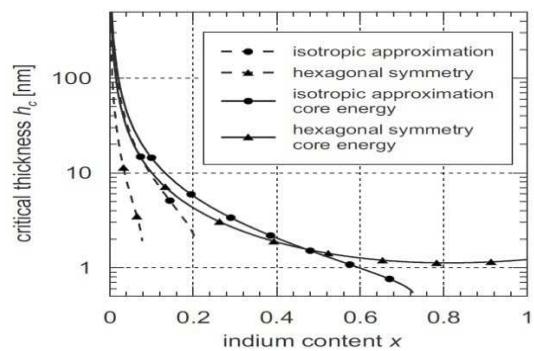


Рис. 1.3. Диаграммы T - x , рассчитанные для а) релаксированных и псевдоморфных слоев InGaN поверхность которых б) перпендикулярна и в) параллельна оси шестого порядка C_6 [61, 65].

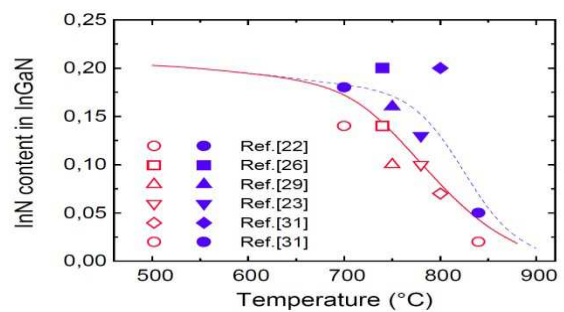
В работе [66] были проведены расчеты с использованием модели из работы Карпова [61], но для лучшего согласования с экспериментальными данными значения модулей упругости для бинарных соединений были взяты из Wright [67]. Получена фазовая диаграмма T - x для когерентно напряженных, частично и полностью релаксированных слоев InGaN, выращенных на GaN (Рис. 1.4а). Критическая температура для когерентно напряженных слоев InGaN составляет 713 °С. Ниже этой температуры возможен сильный фазовый распад с образованием фаз $x_{low} = 0.71$ и $x_{high} = 0.87$ при 600 °С. При более низких температурах фазовый распад не происходит, либо происходит частичный фазовый распад. Подавление фазового распада в напряженных слоях InGaN наблюдалось во многих работах [68, 69]. Например, в работе [68] были исследованы слои InGaN толщиной 200 нм, выращенных на GaN, методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) высокого разрешения (ВР). Фазовый распад наблюдается в релаксированных областях этих слоев, в то время как в области интерфейса InGaN/GaN фазовый распад не наблюдался. Таким образом, один из возможных механизмов подавления фазового распада связан с аккумулярованием дополнительной упругой энергии в напряженном когерентно выращенном эпитаксиальном слое [61].



а)



б)



в)

Рис. 1.4. а) Фазовая диаграмма T - x , рассчитанная для напряженных слоев $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ в диапазоне от полностью релаксированного слоя InGaN (напряжения 0 %) до псевдоморфного слоя InGaN на GaN (напряжения 100 %) [66]. б) Значения критической толщины релаксации для слоя InGaN , рассчитанные в [70] с учетом симметрии кристаллической решетки и энергии дислокационных ядер. в) Расчетные зависимости содержания индия в слоях InGaN от температуры роста, рассчитанные для напряженных (пунктирная линия) и релаксированных (сплошная линия) слоев [35, 71].

При выращивании InGaN на GaN вхождение индия в растущие слои неоднородно, т.е. в когерентной части слоя InGaN вблизи интерфейса InGaN - GaN вхождение индия затруднено из-за напряжений [65]. Увеличение толщины слоя InGaN выше критической приводит к релаксации, становится возможным фазовый распад и вхождение индия в слои увеличивается. Релаксация напряжений в слоях InGaN начинается при превышении критической толщины слоя, выше которой энергетически выгодно образование дислокаций. Согласно

расчетам, выполненным в работе Holes [70] с учетом энергии дислокационных ядер и с учетом симметрии шестого порядка в III-N материалах, критическая толщина релаксации заметно уменьшается при увеличении содержания индия в слоях InGaN (Рис. 1.4б).

В работе [71] проанализированы спектры фотолюминесценции (ФЛ) и кривые качания гетероструктур InGaN/GaN с напряженными слоями InGaN, выращенными при температурах в интервале от 700 до 850 °С, которые содержат два максимума, связанные с областями с различными составами в InGaN. На Рис. 1.4в приведены экспериментальные значения содержаний индия для этих гетероструктур и зависимости содержания индия от температуры роста слоев методом ГФЭ МОС, рассчитанные для напряженных и релаксированных слоев InGaN. Поскольку экспериментальные значения содержания индия для обоих максимумов малы и не превосходят 30%, то образование флуктуаций состава не связано с механизмом фазового распада, при котором, как предполагается, образуются две фазы, одна из которых имеет содержание индия близкое к чистому InN.

В работе показано, что встраивание In в InGaN при выращивании сильно зависит от напряжения в слоях, так для напряженных слоев получение высокого содержания затруднительно из-за сегрегации атомов In на поверхности, а в случае полной релаксации упругих напряжений в слое InGaN вхождение индия значительно увеличивается. Так в работе [66] было показано, что при осаждении нескольких слоев InGaN в активной области светодиода происходит нарастание релаксации упругих напряжений в каждом последующем слое за счет образования прорастающих дислокаций и дислокаций несоответствия. В результате, вхождение индия в каждом последующем менее напряженном слое InGaN увеличивается, что позволило получить, например, светодиодные структуры с высоким содержанием индия, излучающие в зелено-желтом диапазоне длин волн.

Поэтому обогащенные индием (In-rich) области соответствуют релаксированным островкам InGaN, а обедненные индием (In-poor) области –

напряженным островкам InGaN, сформированным с помощью различных технологических условий методом ГФЭ МОС, а не, как часто предполагается, спинодальным фазовым распадом.

Расчеты фазовых диаграмм и критической температуры для слоев твердого раствора InAlN, выращенных на GaN, показывают, что критическая температура для InAlN выше, чем для InGaN и для релаксированного слоя составляет 2920 °С . В когерентно напряженных слоях InAlN тенденция к фазовому распаду снижена, а критическая температура снижается до 700 °С [72].

Благодаря небольшому различию в параметрах решетки между AlN и GaN твердые растворы AlGaN являются термодинамически стабильными и не подвержены спинодальному фазовому распаду [73]. В слоях $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ с содержанием $x_{\text{Al}} < 0.5$ может наблюдаться фазовый распад, обусловленный различной кинетикой встраивания атомов. Увеличение содержания алюминия приводит к подавлению фазового распада, а в слоях AlGaN наблюдается спонтанное упорядочивание состава с образованием сверхрешетки с чередованием слоев с высоким и низким содержанием Al [73].

Неоднородное распределение содержания индия в слоях InGaN [74, 75] позволяет значительно расширить диапазон длин волн излучения светоизлучающих структур вплоть до красного диапазона, несмотря на образование дополнительных дислокаций, ухудшающих свойства светоизлучающих структур [76].

В результате фазового распада и флуктуаций состава в слоях твердых растворов InGaN образуются насыщенные индием области в насыщенной галлием матрице, которые по своим энергетическим свойствам соответствуют КТ. Поэтому важной задачей при выращивании гетероструктур на основе InGaN/GaN является выбор технологических условий эпитаксиального роста, позволяющих стимулировать и управлять фазовым распадом слоя и процессом образования флуктуаций состава. В ряде работ было показано, что на фазовый распад значительное влияние оказывают изменения условий и параметров

эпитаксиального роста слоев InGaN, такие как поток In [77 - 81], температура роста [77 - 81], поток NH_3 [82], добавка водорода [83], а также использование постростовой обработки: отжиг КЯ в атмосфере молекулярного азота [84], инжекция NH_3 в режиме циклического периодического прерывания роста [85], использование прерываний роста непосредственно при осаждении КЯ InGaN [86], изменение условий роста слоя GaN, закрывающего КЯ InGaN [87]. В следующем разделе подробно описаны результаты формирования КТ в гетероструктурах InAlGaN.

1.2.4. Методики и режимы эпитаксиального выращивания квантовых точек на основе соединений III-нитридов

Эпитаксиальное выращивание КТ на основе системы материалов InAlGaN производится с использованием различных механизмов (режимов) роста. Рост в режиме Вольмера-Веббера методом ГФЭ МОС позволяет получать InN КТ на буферном слое GaN без смачивающего слоя высотой до 5 нм и диаметром до 50 нм [88] или КТ $\text{In}_{0.12-0.15}\text{Ga}_{0.88-0.85}\text{N}$, выращенные на буферном слое GaN за счет периодического прерывания роста (потока металлоорганических соединений), куполообразной формы (dome shape) диаметром 200-400 нм и высотой 100-150 нм [89].

Механизм роста Странского-Крастанова (СК) широко используется для эпитаксиального выращивания бездефектных КТ в системах материалов несогласованных по постоянной решетки, например, системы материалов InGaAs/GaAs [31, 90], InAs/InP [91], InP/GaAs [92], GaSb/GaAs [93], InSb/InP [94], SiGe/Si [95] и ZnCdSe/ZnSe [96]. В режиме роста СК при послойном осаждении слоев одного материала на другом из-за рассогласования постоянных решеток происходит двумерный рост напряженного слоя, который деформируется в плоскости исходного слоя. При осаждении нескольких монослоев энергия упругой деформации растущего слоя накапливается. В результате происходит

релаксация упругих напряжений с образованием на тонком двумерном напряженном слое, называемым смачивающим слоем, трехмерных областей (островков или КТ), образование которых энергетически более выгодно, чем дальнейший послойный рост двумерного напряженного слоя.

Впервые рост КТ GaN с использованием режима роста СК был произведен методом МПЭ Даудиным и др. [97]. Изменение режима роста GaN на буфере AlN в ориентации (0001) от двумерного к трехмерному было обнаружено в спектрах отражения методом дифракции электронов высокой энергии. В работе [98] были получены структуры с самоорганизующимися КТ GaN, выращенными на AlN (рассогласование $\sim 2.5\%$ и $\sim 4.1\%$ для a и c , соответственно) методом ГФЭ МОС по механизму Странского-Крастанова. При эпитаксиальном выращивании GaN КТ методом ГФЭ МОС помимо температуры роста важную роль играет соотношение компонент элементов III и V группы, которое определяет миграцию и испарение атомов Ga на поверхности GaN, что приводит к поверхностной диффузии и образованию трехмерных областей. Изменение соотношения V/III компонент в процессе роста в интервале от малых значений до 2500 позволило получить структуры, малого размера высотой 1.3 нм и шириной 12 нм (плотность $5 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$), излучающие на длине волны 326 нм (3.8 эВ), и большого размера 4.4 нм и шириной 20 нм (плотность $2 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$), излучающие на длине волны 443 нм (2.8 эВ) [98]. Изменение размеров GaN КТ в диапазоне от малого размера высотой 1.3 нм и шириной 12 нм (плотность $5 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$) и большого размера 4.4 нм и шириной 20 нм (плотность $2 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$) позволило получить структуры, излучающие в диапазоне длин волн от 326 до 443 нм [98].

В работе [99] были получены структуры, излучающие в инфракрасном диапазоне, с InN КТ, выращенные на буферном слое GaN (рассогласование составляет -11% и -10% для a и c , соответственно) методом ГФЭ МОС по механизму СК. Увеличение температуры роста от 400 до 650 °С приводит к увеличению высоты InN КТ от 8 до 52 нм и снижению их плотности от $990 \times 10^8 \text{ см}^{-2}$ до $0.5 \times 10^8 \text{ см}^{-2}$ при постоянном соотношении V/III равным 15000. Дальнейшее наращивание InN КТ слоем GaN приводит к изменению их

морфологии и к уменьшению соотношения высоты и диаметра. Длина волны в максимуме спектров ФЛ находится в интервале от 1330 (0.93) до 1348 нм (0.92 эВ), для квантовых точек InN высотой от 3 до 12 нм, и диаметром 25 - 35 нм, закрытых слоем SiO₂.

Квантовые точки InGaN, выращенные в режиме СК на GaN методом МПЭ, были получены в работе Дамилано и др. [100]. Средний размер таких КТ составил 35 нм в диаметре и 4 нм по высоте. Плотность полученных КТ составила $5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, что превышает плотность дислокаций в базовом слое GaN, равную $5 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Величина содержания индия в этих InGaN КТ составила 15 %, а критическая толщина перехода от двухмерного к трехмерному режиму роста составила около 4-5 монослоев. В работе Гранджин и др. [101] было показано, что критическая толщина перехода от двумерного к трехмерному росту уменьшается с увеличением содержания индия в слоях InGaN. В работе Аделман и др. [102] были получены КТ InGaN, содержащие около 35 % индия, диаметром 27 нм, высотой 2.9 нм и плотностью $5 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$. Критическая толщина перехода от двухмерного к трехмерному режиму роста составила 2 монослоя.

Эпитаксиальное выращивание КТ InGaN методом ГФЭ МОС в режиме СК производится на буферном слое GaN. Как показано в работе Тачибана и др. [103], предварительно на сапфировой подложке в ориентации (0001) производится выращивание низкотемпературного зародышевого слоя, а затем выращивается толстый буферный слой GaN при повышенной температуре (Рис. 1.5а). При этом трехмерный рост КТ InGaN происходит после осаждения более 6 монослоев InGaN. Образуются большие InGaN КТ диаметром 15.5 и высотой 5.4 нм и малые InGaN КТ диаметром 9.3 и высотой 4.2 нм (Рис. 1.5 б), соответственно (плотность КТ $1.2 \times 10^9 \text{ см}^{-2}$). При увеличении количества осажденных монослоев более 19, плотность КТ увеличивается и составляет $1 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$, средний диаметр и высота равны 8.4 и 2.1 нм для незарощенной структуры, соответственно (Рис. 1.5в). Спектр ФЛ такой структуры с InGaN КТ, зарощенными слоем In_{0.02}Ga_{0.98}N толщиной 20 нм имеет максимум и FWHM (полная ширина на уровне полумаксимума) равными 433.5 нм (2.86 эВ) и 59 нм (390 мЭВ), соответственно.

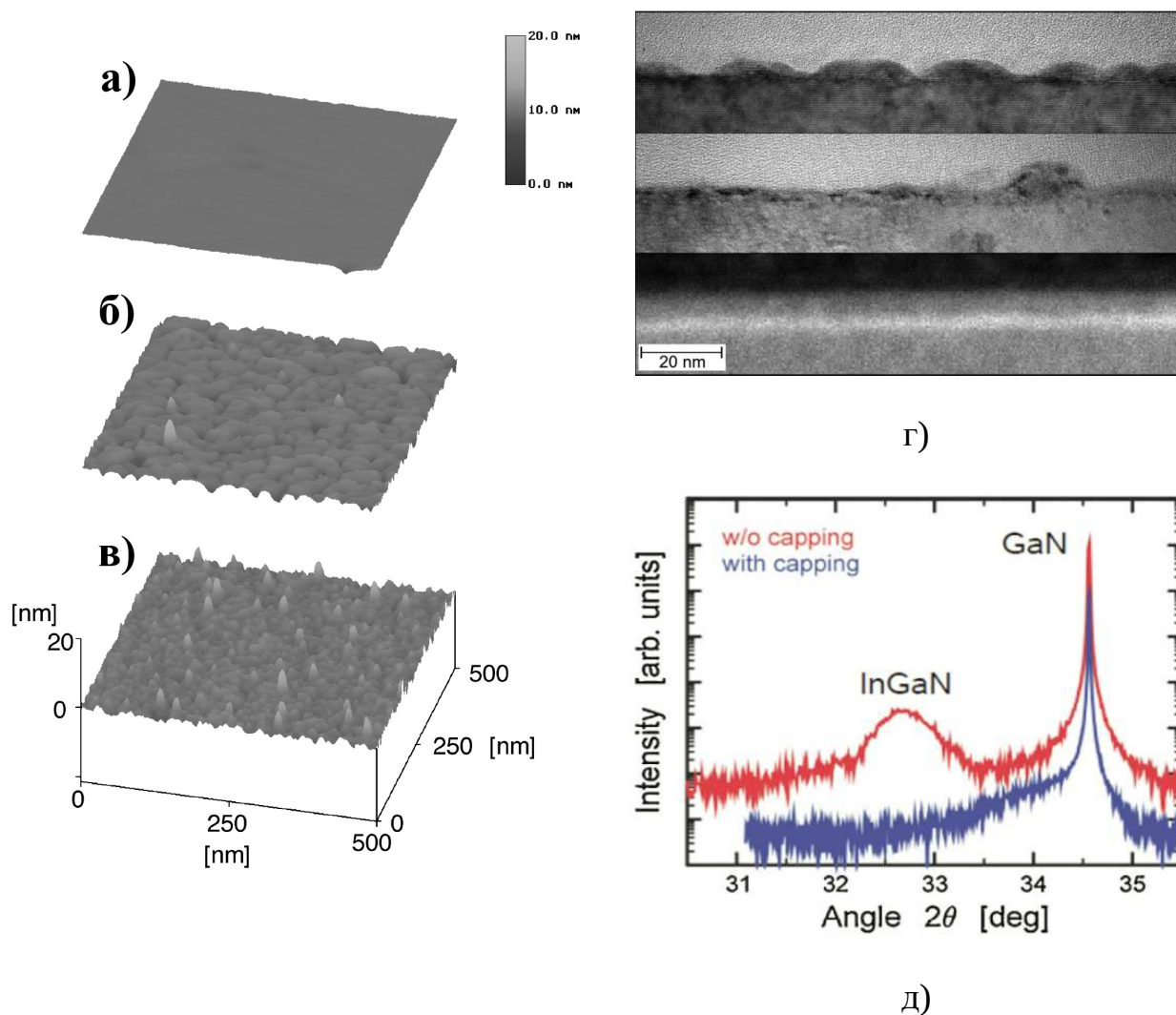


Рис. 1.5. Изображения, полученные методом атомно-силовой микроскопии, а) буферного слоя GaN, КТ InGaN, полученных методом самоорганизации, на буферном слое GaN с помощью осаждения б) 6.4 и в) 19.1 моноатомных слоев, соответственно [103]. г) Изображение ПЭМ квантовых точек InGaN, выращенных в режиме СК на слое GaN, открытые (сверху) и зарощенные слоем GaN толщиной 2 нм (снизу) [104]. д) Кривая качания ω - 2θ структур с незарощенными InGaN КТ и InGaN КТ, зарощенными слоем GaN толщиной 10 нм [104].

Как показано на Рис. 1.5г зарощивание таких InGaN КТ слоем GaN толщиной 2 нм приводит к значительному уменьшению плотности КТ, а дальнейшее зарощивание и увеличение толщины слоя GaN до 8 нм - к их полному разложению. На кривой качания (Рис. 1.5д) структуры с незарощенными InGaN КТ виден максимум, связанный с InGaN КТ с составом 80 %, рассчитанным в

приближении полностью релаксированного случая. Кривая качания структуры с InGaN КТ, выращенными слоем GaN толщиной 10 нм, демонстрирует только слабую особенность вблизи максимума от GaN, связанную с гладким тонким слоем InGaN с низким содержанием индия ~20 % [104]. В работе [104] было обнаружено, что образование InGaN КТ происходит даже при толщине ниже критической толщины перехода от двумерного к трехмерному росту по механизму СК. Образование InGaN КТ в этом случае связано с фазовым распадом твердого раствора поскольку из-за различных длин связей в кристаллической решетке, тройное соединение InGaN является термодинамически нестабильным.

Структуры с InGaN КТ, выращенными в режиме СК, характеризуются очень малой эффективностью излучения, а данные по эффективностям излучения светодиодов с активными областями на основе таких КТ отсутствуют. Таким образом, несмотря на возможность формирования КТ описанным выше методом, необходим поиск других альтернативных методов, которые при реализации преимуществ КТ позволяют также обеспечить высокую эффективность излучения.

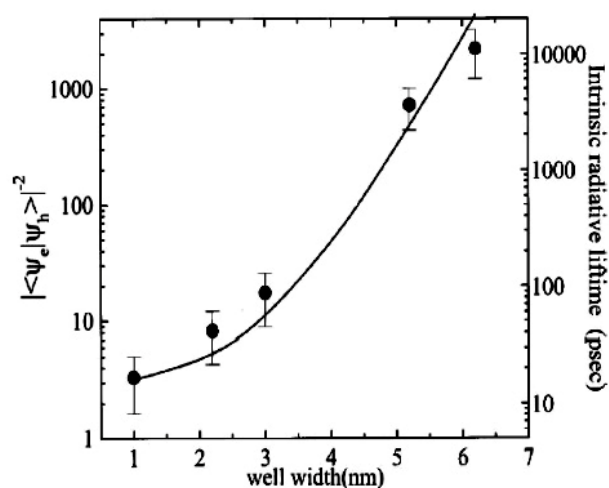
1.2.5. Оптические свойства гетероструктур на основе квантоворазмерных слоев InGaN

Влияние содержания индия и толщины квантоворазмерных слоев InGaN на оптические свойства светоизлучающих гетероструктур связано с квантоворазмерным эффектом Штарка. В InGaN/GaN гетероструктурах, выращенных вдоль оси c , в КЯ InGaN/GaN возникает электрическое поле величиной около 1 - 3 МВ/см [61, 105]. Такое поле поляризации обусловлено наличием в нитридных материалах спонтанной поляризации (поле в направлении (0001)) за счет полярной оси в гексагональной атомной кристаллической структуре нитридных материалов и пьезоэлектрической поляризации (поле в

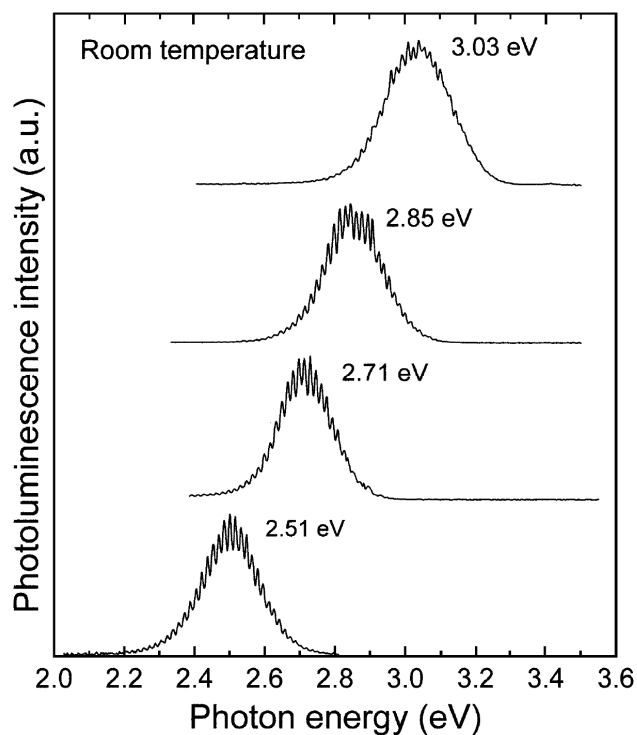
направлении ($000\bar{1}$)), возникающей за счет деформации на гетерогранице слоев InGaN и GaN.

Наличие поля поляризации приводит к искажению краев зон КЯ и сужению эффективной ширины запрещенной зоны, что приводит к сдвигу энергии перехода в сторону меньших энергий (красный сдвиг). Поле поляризации приводит также к пространственному разделению волновых функций электронов и дырок за счет сдвига волновых функций на противоположные стороны КЯ. Уменьшение перекрытия между волновыми функциями по сравнению со случаем отсутствия электрического поля поляризации приводит к увеличению сдвига Стокса и уменьшению силы осциллятора, который пропорционален интегралу перекрытия волновых функций электрона и дырки [106]. Уменьшение силы осциллятора приводит к уменьшению вероятности излучательного перехода и увеличению времени излучательной рекомбинации носителей заряда, а значит к снижению эффективности излучения. Как показано на Рис. 1.6а увеличение толщины КЯ приводит к увеличению пространственного разделения волновых функций электрона и дырки и увеличению времени излучательной рекомбинации в структурах с КЯ InGaN/GaN.

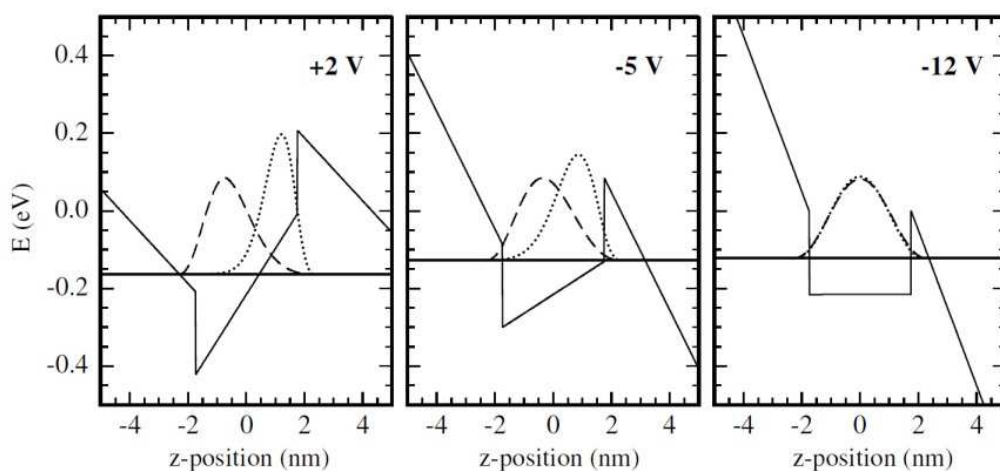
Увеличение концентрации неравновесных носителей заряда в КЯ, например за счет оптического возбуждения, сопровождается появлением компенсирующего поля, которое при достижении критической концентрации носителей заряда, например $n = 10^{12} \text{ см}^{-2}$ [107], приводит к экранированию электрического поля в КЯ и подавлению квантоворазмерного эффекта Штарка [108 - 109]. Экранирование поля поляризации может быть также достигнуто за счет легирования кремнием КЯ или барьеров. Известно, что легирование InGaN КЯ ведет к увеличению безызлучательной рекомбинации носителей заряда [110]. Легирование барьеров GaN в структурах на основе InGaN/GaN приводит к появлению противоположно направленного электрического поля, которое экранирует поле поляризации в InGaN КЯ и восстанавливает перекрытие волновых функций [105].



а)



б)



в)

Рис. 1.6. а) Зависимость времени излучательной рекомбинации от толщины КЯ (точки) и расчетная зависимость (сплошная линия) интеграла перекрытия волновых функций электрона и дырки. [106]. б) Схематический профиль зоны проводимости и волновых функций электронов и дырок гетероструктуры с КЯ InGaN/GaN при различных приложенных напряжениях [107]. (в) Спектры ФЛ, полученные при комнатной температуре, структуры, содержащей КТ InGaN различного размера [111].

В светодиодной гетероструктуре с активной областью на основе InGaN/GaN, выращенной вдоль (0001), при приложении обратного напряжения порядка -12 В (Рис. 1.6б), с полем поляризации равным $-2 \text{ МВ} \times \text{см}^{-1}$, достигается выпрямление зон за счет экранирования эффекта Штарка. При приложении прямого смещения к структуре поле р-п перехода уменьшается, и изгиб зон за счет увеличения поля в КЯ увеличивается [112].

Использование выращенных методом ГФЭ МОС гетероструктур, содержащих квантоворазмерные слои InGaN с неоднородным распределением индия и обогащенные индием области высотой порядка боровского радиуса экситона, которые аналогичны по своим свойствам КТ, позволяет получить более широкий диапазон излучаемых длин волн, а также повысить эффективность излучения по сравнению с объемными материалами. Обогащенные индием области InGaN обычно имеют форму купола ("dome") высотой до 3 нм и продольным латеральным размером до 50 нм в зависимости от условий получения [113]. Так для образцов, содержащих подобные $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}/\text{GaN}$ КТ, положение максимумов спектров ФЛ изменяется от 3.03 до 2.51 эВ [100, 111] при увеличении размеров КТ от 1 до 3 нм за счет изменения энергии квантового ограничения (Рис. 1.6в).

Высокая эффективность излучения в структурах с КТ InGaN обусловлена излучательной рекомбинацией экситона, локализованного на обогащенных индием областях. Из-за неоднородного распределения атомов индия и малого размера атомов N в обогащенных индием областях InGaN происходит спонтанное образование зигзагообразных атомных цепочек $-\text{In}-\text{N}-\text{In}-$, ориентированных вдоль направления $[11\bar{2}0]$ с расстоянием между ближайшими соседними атомами индия $R_{\text{In-In}} = 0.33-0.34 \text{ нм}$ [114]. В результате, в потенциальной яме, образуемой атомами индия, занимающими ближайшие позиции в катионной подрешетке, происходит локализация дырки и значит локализация экситона. Согласно оценкам, проведенным в работе [115], средний вклад каждого атома In в потенциал локализации составляет около 400 мэВ.

Использование КТ InGaN имеет целый ряд преимуществ по сравнению с классическими КЯ, поскольку позволяет снизить влияние поля поляризации на длину волны излучения, уменьшить влияние квантовразмерного эффекта Штарка за счет повышения перекрытия волновых функций электронов и дырок. Кроме того, использование КТ позволяет с помощью изменения содержания индия и размера КТ расширить диапазон излучения и, потенциально, перекрыть весь видимый спектр, а также снизить число дефектов в активной области (в области КТ), в том числе при больших содержании индия в сильно напряженных структурах. Поэтому КТ на основе нитридов III-группы широко используются для создания светодиодов и лазерных диодов видимого и ультрафиолетового диапазонов, а также высокоэффективных источников белого света на их основе.

1.2.6. Распределенные брэгговские отражатели на основе гетероструктур в системе материалов InAlGaN

Помимо создания активных областей не менее актуальной задачей является разработка других составляющих гетероструктур светоизлучающих приборов, к которым относятся, например, распределенные брэгговские отражатели (РБО). Использование монокристаллических РБО, то есть получаемых в одном эпитаксиальном процессе, позволяет улучшить вывод света из гетероструктуры и управлять диаграммой направленности излучения, например, в лазерных диодах [116].

Использование монокристаллических РБО на основе InAlGaN вместо РБО на основе диэлектрических покрытий, таких как $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$, $\text{SiO}_2/\text{HfO}_2$, $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ [117], позволяет упростить конструкцию и пост-ростовые операции при изготовлении светоизлучающих приборов. Полупроводниковые РБО обеспечивают: а) высокий коэффициент отражения ($>90\%$ для светодиодов [118, 119] и $>99.5\%$ для лазеров [120, 121]) в рабочем спектральном диапазоне; б) малое значение коэффициента поглощения в рабочем спектральном диапазоне; в) возможность получения

легированных РБО; г) возможность выращивания РБО и активной светоизлучающей области в одном эпитаксиальном процессе.

Использование традиционных РБО на основе гетероструктур AlGaIn/GaN [122] в зависимости от содержания Al позволяет получить коэффициент отражения до 99 % при количестве периодов от 40 до 60 для длин волн 370 - 410 нм [123]. Однако в таких структурах из-за рассогласования параметров решеток слоев GaN и AlGaIn возникают механические напряжения, что приводит к нарушению морфологии поверхности или образованию трещин при увеличении толщины или числа пар слоев. Это ограничивает диапазон отражения таких РБО УФ и синим диапазоном. По той же причине, из-за значительного числа образующихся в слоях дефектов коэффициенты отражения в РБО на основе AlN/GaN и $Al_xGa_{1-x}N/Al_yGa_{1-y}N$ обычно не превосходят 90 %.

Использование гетероструктур на основе InAlN/GaN позволяет преодолеть проблему возникновения упругих напряжений и создавать как решеточно-согласованные гетероструктуры не содержащие упругих напряжений [124], при содержании In около 18 % [36], так и гетероструктуры с управляемыми напряжениями (Рис. 1.7). Это делает возможным создание РБО InAlN/GaN с широкой полосой отражения и высоким коэффициентом отражения [125]. При изменении содержания In в InAlN от 14 до 20 % рассогласование постоянной решетки с GaN находится в пределах 0.5 %, что позволяет выращивать достаточно толстые слои InAlN на GaN без ухудшения морфологии и появления трещин. РБО на основе $In_{0.18}Al_{0.82}N/GaN$ обладают высоким кристаллическим качеством слоев и обладают большим контрастом показателей преломления $\Delta n/n \sim 7-8\%$ при длине волны 420 нм. Использование РБО, содержащего от 35 до 50 периодов слоев $In_{0.18}Al_{0.82}N$ и GaN, обладающих высокими коэффициентами отражения более 99 %, позволяет снизить влияние края поглощения GaN на свойства РБО в УФ области спектра и создавать микрорезонаторы с добротностью вплоть до 800 [126, 127].

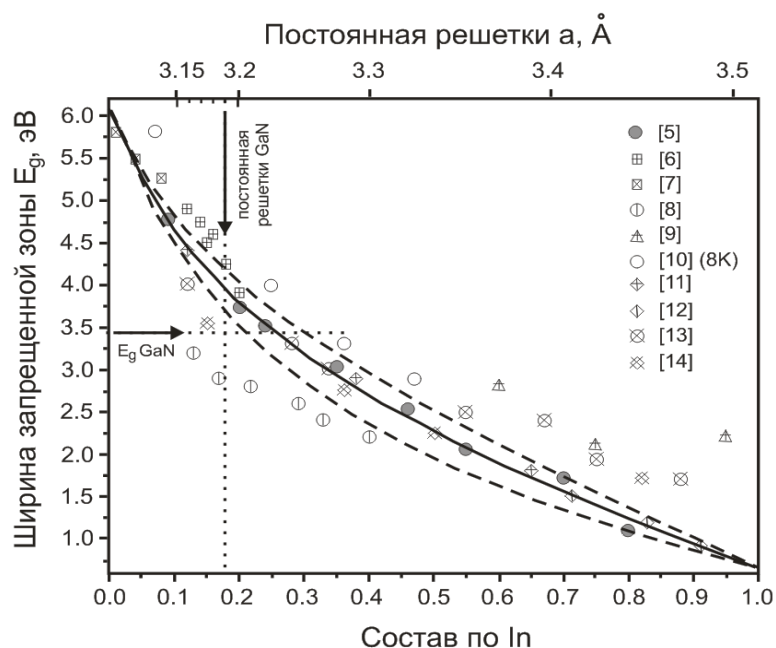


Рис. 1.7. Зависимость ширины запрещенной зоны InAlN от состава по индию и постоянной кристаллической решетки (соотношение между постоянной кристаллической решетки и составом по индию взято из работы [128]).

Для анализа оптических свойств распределенных брэгговских отражателей используется метод матриц переноса [129 - 132], который позволяет рассчитать спектры отражения, а также распределение электромагнитных полей в многослойных структурах [133]. Для анализа и расчета спектров отражения структур с InAlN/GaN РБО используются дисперсионные зависимости показателей преломления для GaN, AlN, Al₂O₃, TiO₂, SiO₂, AlGaIn и InAlN (Рис. 1.8), полученные в работах [122, 133], применимые в диапазоне длин волн от 300 до 700 нм.

Соединение InAlN среди нитридов III группы является самым технологически сложным материалом и не всегда удается получать слои необходимого кристаллического качества из-за различия оптимальных условий роста AlN и InN, приводящих к фазовому распаду с образованием нескольких фаз, и образованию неоднородностей состава. Для роста AlN необходимы высокие температуры (~1100 °C) из-за низкой подвижности адатомов Al и малые

соотношения V/III компонент для предотвращения паразитных реакций, а для роста InN требуется более низкая температура (~600 °C), и высокое соотношение V/III компонент из-за высокой десорбции In [134]. Поэтому определение параметров эпитаксии для создания высококачественных слоев InAlN связано с поиском неочевидных компромиссов при оптимизации технологических режимов роста методом ГФЭ МОС [А4, 135]. Получение и свойства InAlN/GaN РБО и возможности преодоления технологических проблем будут обсуждены ниже в работе.

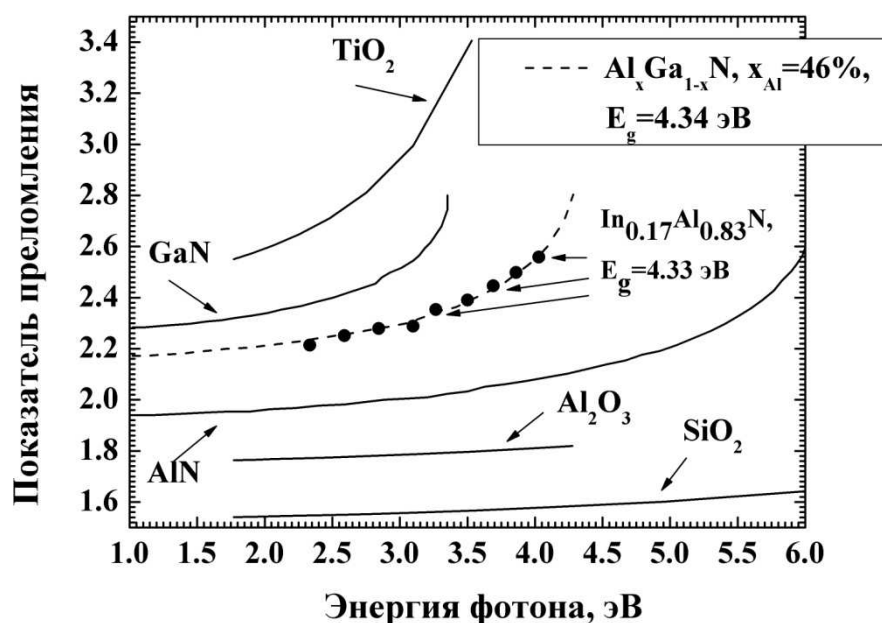


Рис. 1.8. Дисперсионные зависимости показателей преломления для Al_2O_3 , TiO_2 , SiO_2 , AlN , GaN , AlGaIn [136] и InAlN [122].

1.3. Светодиоды видимого диапазона и источники белого света на основе системы материалов InAlGaIn

Самые распространенные источники белого света в настоящее время создаются на основе светодиодов ультрафиолетового или синего диапазонов, которые при излучении оптически возбуждают один или несколько люминофоров (Рис. 1.9), или другие источники длинноволнового излучения (CdS и CdSe КТ) [137]. В качестве матриц люминофоров применяются неорганические соединения

на основе оксидов, оксинитридов, фосфидов и флюоридов. Часто используются алюмотербиевый и алюмоиттриевый гранаты ($Y_3Al_5O_{12}$), легированные редкоземельными элементами, такими как церий, европий, неодим и эрбий [138].

Принципиальными недостатками источников белого света на основе желтых и желто-красных люминофоров являются наличие стоксовых потерь, снижающих эффективность преобразования электрической мощности в излучение, и невозможность контролируемого изменения параметров белого света. Использование нескольких люминофоров с различной длиной волны излучения хотя и позволяет контролировать цветовые характеристики белого света, снизить коррелированную цветовую температуру и увеличить индекс цветопередачи, однако это приводит к снижению световой отдачи по мощности. Кроме того, квантовый выход излучения люминофоров сильно зависит от температуры, что приводит к сильной температурной зависимости цветовых характеристик излучаемого белого света. Ухудшение спектральных и мощностных характеристик таких белых светодиодов происходит за счет деградации свойств люминофоров, которая заметно ускоряется с повышением температуры.

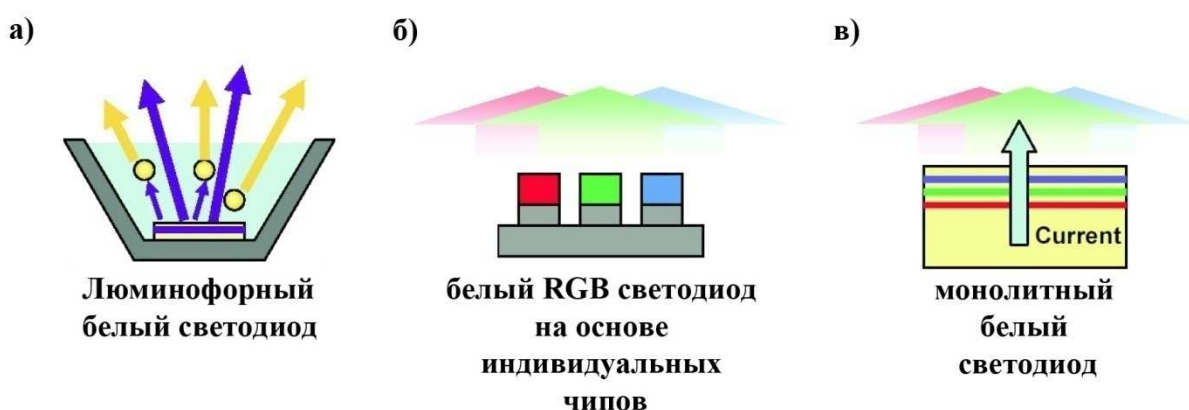


Рис. 1.9. Способы получения источников белого света: а) белый светодиод на основе люминофорных покрытий, б) белый RGB светодиод в) монокристалльный белый светодиод [137].

Помимо люминофорных источников белого света перспективными являются RGB источники белого света, в которых белый свет получается путем смешения излучения нескольких светодиодов (в том числе с люминофорным покрытием) различных цветов. Такие RGB источники белого света могут быть двух типов: многокристалльные (Рис. 1.9б) и монокристалльные - однокристалльные светодиоды, которые содержат несколько активных областей, которые излучают на различных длинах волн. В монокристалльном источнике белого света (Рис. 1.9в) на основе системы материалов InAlGaN эпитаксиальная структура содержит в активной области набор слоев InGaN, излучающих на различных длинах волн, которые при смешивании различных цветов (2-х и более) дают белый свет (Рис. 1.9в).

В случае дихромного источника, белый свет формируется смешиванием двух цветов с помощью светодиодов, излучающих в диапазонах от 450 до 480 нм (синий) и от 570 до 580 нм (желто-зеленый), максимальный индекс цветопередачи, в таком случае, не превосходит 70, при значительной ширине спектров излучения $\sim 8-10kT$. В случае полихромного источника белый свет формируется смешиванием либо трех цветов с помощью светодиодов, излучающих на длинах волн 450 нм, 540 нм и 610 нм с индексом цветопередачи вплоть до 85, либо четырех цветов - 460 нм, 510 нм, 560 нм и 620 нм с индексом цветопередачи более 90. Дальнейшее увеличение количества смешиваемых цветов не приводит к существенному увеличению качества белого света.

Таким образом, для дихромного источника белого света необходимо реализовать излучения в диапазоне 450 - 550 нм, а для создания полихромного источника диапазон излучения должен быть расширен до 450 - 610 нм. Несмотря на значительные успехи в разработке технологии изготовления светодиодов на основе III-нитридов синего и зеленого диапазонов от 430 нм до 530 нм, желто-зеленые светодиоды, излучающие в диапазоне от 530 до 580 нм, имеют в настоящее время недостаточно высокую внешнюю квантовую эффективность (Рис. 1.10а). Эта проблема, известная как «зеленая долина» («green gap») [139], обусловлена ухудшением структурного качества и увеличением числа дефектов в

активной области на основе InGaN/GaN при больших содержаниях индия. Преодоление данной проблемы возможно как с использованием возможности управлять упругими напряжениями в гетероструктурах на основе InAlGaN, так и с помощью формирования In-обогащенных областей, расширяющих диапазон излучения. Данные подходы будут рассмотрены далее в представленной работе.

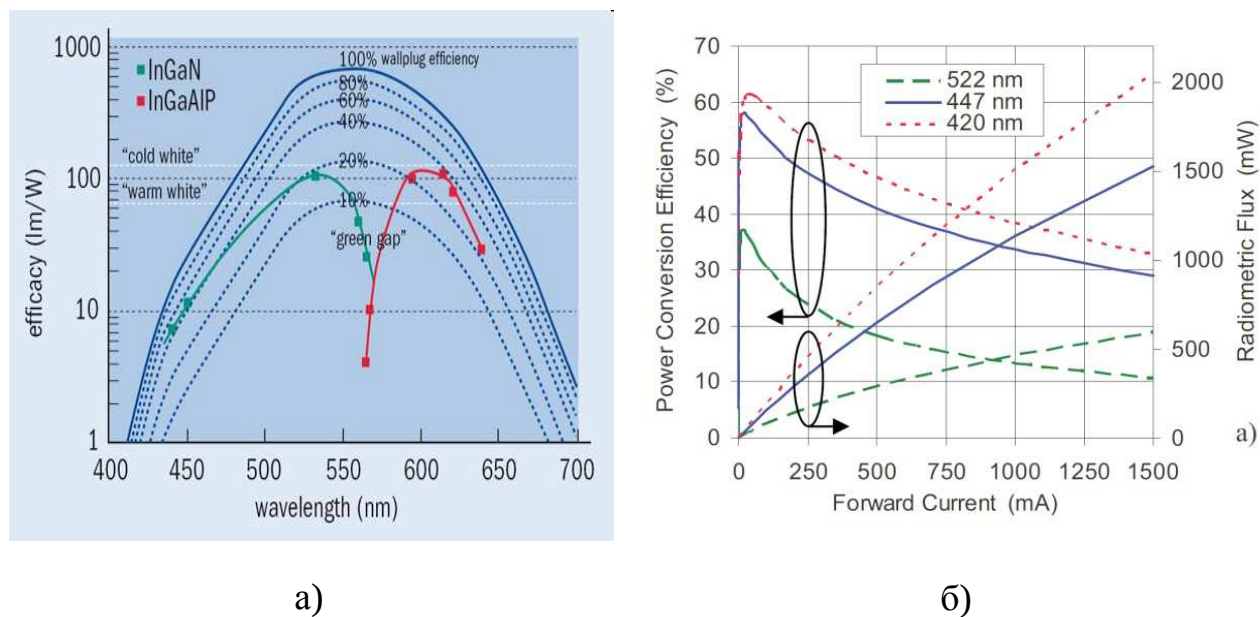


Рис. 1.10. а) Зависимость световой эффективности оптического излучения (люмен-эквивалент) светодиодов на основе InGaN и InGaAlP от длины волны излучения [139]. б) Зависимости КПД и мощности оптического излучения от тока для светодиодов, излучающих на длинах волн ~ 420 , ~ 447 и ~ 522 нм, соответственно [140].

Не менее значимой проблемой при создании светодиодов на основе InGaN, необходимых для создания мощных светодиодов видимого диапазона и белых светодиодов, является спад внешней квантовой эффективности (ВКЭ) при высоких плотностях тока более 50 А/см^2 [141]. В отличие от светодиодов на основе других III-V полупроводниковых материалов InAlGaAs и AlGaInP, внешняя квантовая эффективность светодиодов на основе InAlGaN (0001) достигает максимума при плотностях ток около 10 А/см^2 . При дальнейшем

увеличении плотности тока происходит монотонный спад внешней квантовой эффективности светодиодов даже в коротко-импульсном режиме [142]. На Рис. 1.10б приведены зависимости КПД (Power Conversion Efficiency) и мощности оптического излучения (optical power output) от тока из работы [140] для трех светодиодов на основе InGaN/GaN (площадь чипа $3 \times 4.5 \text{ мм}^2$). Максимальное значение КПД для структур, излучающих в фиолетовом, синем и зеленом диапазонах составляет 61 %, 58 % и 37 %, соответственно. При увеличении тока до 350 мА КПД снижается в 1.2, 1.3 и 1.8 раза, для светодиодов, излучающих на длинах волн ~ 420 , ~ 447 и ~ 522 нм, соответственно.

Величина ВКЭ определяется эффективностью вывода света, которая слабо зависит от плотности тока, и внутренней квантовой эффективностью, зависящей от инжекции электронно-дырочных пар. В настоящее время существует целый ряд физических гипотез, объясняющих нетепловое уменьшение эффективности излучения светодиодов при инжекционной накачке [143, 144]. Так одним из вероятных механизмов, ответственных за спад ВКЭ, является безызлучательная рекомбинация Оже в активной области на основе InGaN квантовых ям [140, 145]. Установлено, что коэффициент рекомбинации Оже в светодиодах на основе InGaN/GaN имеет величину $10^{-31} - 10^{-30} \text{ см}^6/\text{с}$, что значительно выше коэффициента межзонной рекомбинации Оже, составляющего $10^{-34} \text{ см}^6/\text{с}$.

Такое увеличение, вероятно, связано с рекомбинацией Оже с участием дефекта или фонона. Другие механизмы, которые могут быть ответственны за спад ВКЭ: низкая эффективность инжекции дырок в активную область [146], утечки тока [147], фазовая сепарация в напряжённых слоях InGaN активной области [148], делокализацией носителей заряда [149], однако окончательной ясности в данном вопросе нет. Данные причины, хотя и носят фундаментальный характер, тем не менее могут быть преодолены за счет использования оптимизированного дизайна InGaN/GaN активной области светодиодных гетероструктур. Поэтому решение проблем повышения качества белого света, расширение диапазона излучения в желто-зеленую и красную области и

увеличение эффективности излучения светодиодов на основе InGaN/GaN, являясь актуальной задачей, связано с выявлением основополагающих физических аспектов и требует поиска принципиально новых подходов.

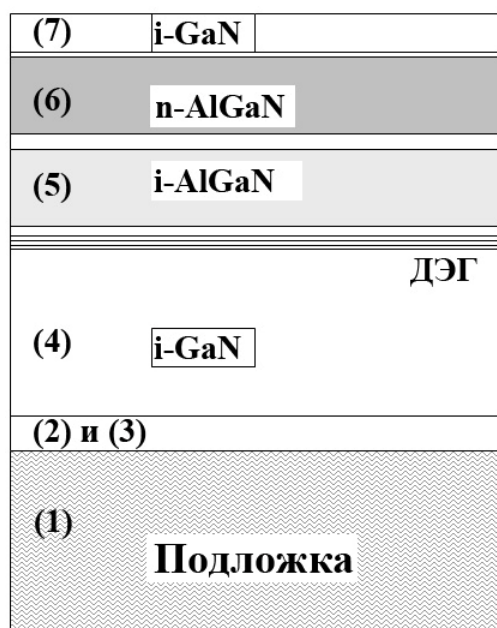
1.4. Транзисторы на основе InAlGaN

1.4.1. Типы транзисторов на основе AlGaN/GaN

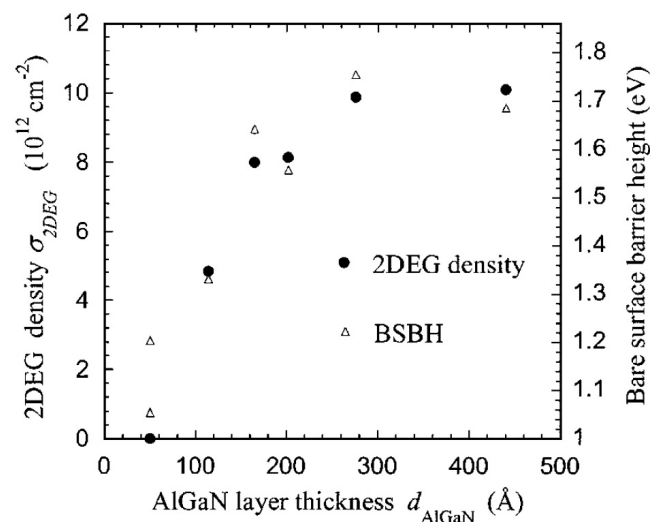
Транзисторы с высокой подвижностью электронов на основе III-N обладают огромным потенциалом развития, так как существенно превосходят [150] аналогичные приборы на основе кремния и арсенида галлия. Но, при этом особенность транзисторных гетероструктур InAlGaN состоит в том, что все слои являются решеточно-несогласованными, что существенно ограничивает возможности дизайна по сравнению с гетероструктурами на основе InAlGaAs.

На Рис. 1.11а представлено схематическое изображение простейшей транзисторной эпитаксиальной гетероструктуры с легированным барьером p-AlGaN. Последовательность слоев снизу вверх (Рис. 1.11а): подложка (Рис. 1.11а, 1): сапфир (0001), Si(111) или SiC(0001); Зародышевый слой (Рис. 1.11а, 2): GaN, AlGaN или AlN; Буферный нелегированный слой (Al)GaN толщиной ~1-3 мкм (Рис. 1.11а, 3); Слой нелегированного GaN толщиной несколько десятых микрона, в котором формируется канал (Рис. 1.11а, 4); Слой нелегированного AlGaN (спейсер) толщиной 1-5 нм (Рис. 1.11а, 5); Слой легированного p-AlGaN толщиной 5-15 нм (Рис. 1.11а, 6); Слой нелегированного GaN (покровный слой) толщиной 1-5 нм (Рис. 1.11а, 7). В такой гетероструктуре двумерный канал с высокой концентрацией электронов формируется на интерфейсе между слоями 4 и 5 (Рис. 1.11а, 4 и 5). Выбор толщин и состава верхних, следующих за нелегированным GaN (Рис. 1.11а, 4), слоев AlGaN, а также уровень их легирования определяется требованиями, предъявляемыми к итоговому прибору. Так, для транзисторов большой мощности критическим

является проводимость в канале, для сверхвысокочастотных - возможность быстрого переключения, для низкошумящих - высокая подвижность носителей.



а)



б)

Рис. 1.11. а) Схематическое изображение слоев в гетероструктуре для НЕМТ транзистора на основе AlGaN/GaN. б) Зависимость концентрации носителей заряда в двумерном газе от толщины барьерного слоя $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.75}\text{N}$ для НЕМТ транзисторов на основе AlGaN/GaN [151].

Как было показано в работе [151], увеличение толщины нелегированного барьерного слоя AlGaN в гетероструктуре AlGaN/GaN с содержанием алюминия ~30% от 5 до 30 нм приводит к росту концентрации носителей заряда в двумерном газе с $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ до $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Дальнейшее увеличение толщины практически не приводит к увеличению концентрации (Рис. 1.11б), так как в этом случае концентрация носителей в двумерном газе определяется преимущественно количеством ионизованных доноров и плотностью состояний в треугольной квантовой яме на интерфейсе AlGaN/GaN. Кроме того, при увеличении толщины барьерного слоя, возможно, происходит частичная пластическая релаксация

упруго-напряженного слоя AlGaN поскольку гетероструктура AlGaN/GaN является решеточно несогласованной.

Улучшение характеристик транзисторных гетероструктур AlGaN/GaN возможно за счет использования тонкого слоя AlN [152] толщиной около нанометра в области канала между слоями GaN и AlGaN (Рис. 1.12а, 5), как показано на Рис. 1.12а. Применение такого слоя позволяет увеличить концентрацию носителей заряда при незначительном изменении подвижности за счет увеличения разницы пирозлектрических компонент электрического поля, что увеличивает глубину треугольной квантовой ямы, и снижения рассеяния носителей заряда в барьерном слое, так как рассеяние в бинарном материале всегда существенно ниже, чем в тройном соединении.

Следует отметить, что добавление слоя AlN (Рис. 1.12а, 5) приводит к возникновению дополнительных напряжений из-за рассогласования параметров решетки, что может приводить к снижению характеристик НЕМТ структур. Кроме того, режимы роста слоев GaN, AlN и AlGaN обычно достаточно сильно отличаются, а делать прерывания роста при выращивании транзисторной структуры крайне нежелательно из-за возможного травления поверхности и нарушения планарности интерфейсов. Неоднородность толщины слоя AlN также должна быть в пределах одного монослоя для предотвращения возникновения локальных неоднородностей в концентрации носителей. В ряде работ [153] было показано, что оптимальный диапазон толщин слоя AlN, при которых наблюдается увеличение подвижности носителей, составляет 1 ± 0.5 нм. Увеличение толщины слоя AlN до ~ 2 нм в структурах GaN/AlN/AlGaN, по-видимому, приводит к релаксации упругих напряжений, что приводит к существенному падению подвижности носителей заряда. В то же время в работе [154] сообщалось об использовании более толстых слоев AlN до 4.5 нм [154] в структурах GaN/AlN, однако в таких случаях используются *in-situ* нанесенные диэлектрики, что позволяет частично скомпенсировать упругие напряжения и сместить порог пластической релаксации.

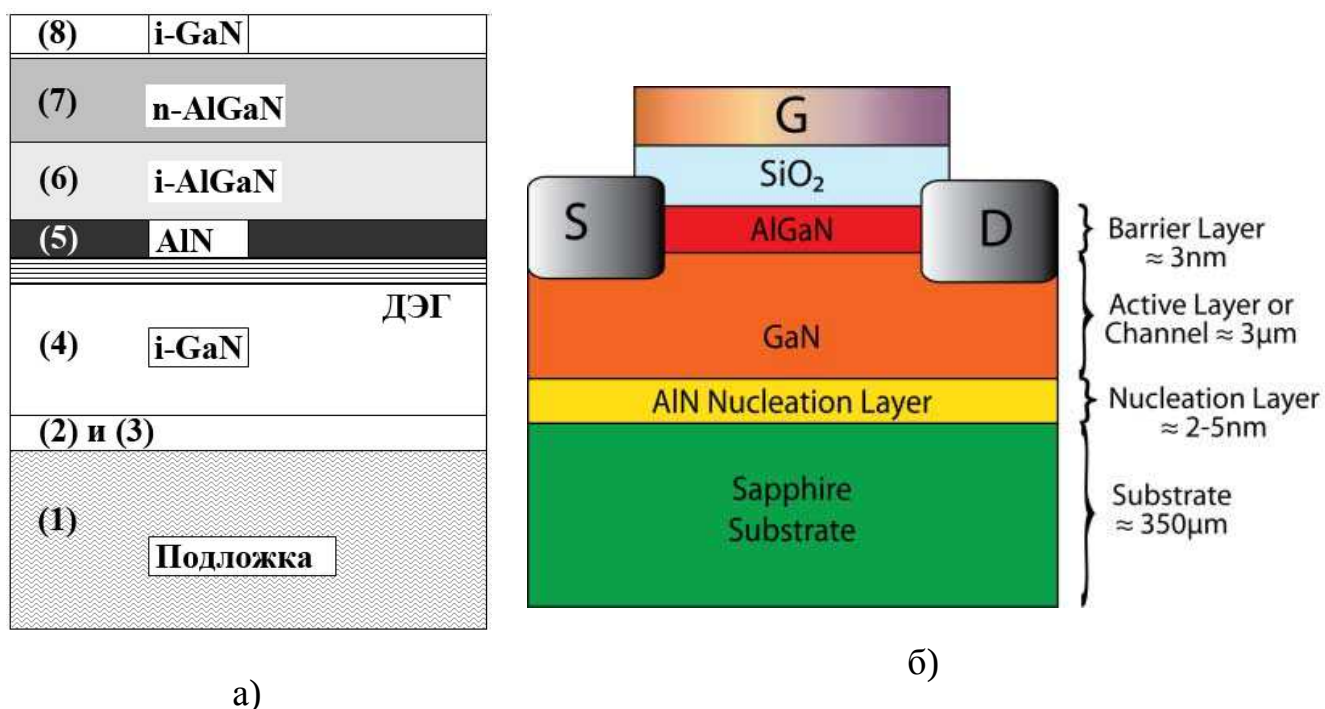


Рис. 1.12. а) Схематическое изображение слоев в гетероструктуре для HEMT транзистора на основе AlGaN/AlN/GaN со слоем AlN. б) Схематическое изображение HEMT транзистора на основе AlGaN/GaN, работающего в режиме наведенной проводимости (Enhancement-mode MOS-HEMT) [155]

Одной из особенностей структуры для HEMT транзистора является наличие тонкого слоя GaN на поверхности структуры. Ряд производителей использует его, а ряд нет, что, по-видимому, связано с особенностями ростового оборудования и пост-ростового процесса. Так, например, в публикациях [156, 157] показано существенное улучшение времени жизни и пробойных напряжений при использовании тонкого слоя GaN на поверхности. Альтернативным подходом является нанесение диэлектрика на поверхность структуры для HEMT – транзистора *in-situ*, чаще всего это Si_3N_4 , что позволяет снизить плотность ловушек на поверхности и подавить коллапс тока [158].

В то же время разрабатываются и другие виды конструкций транзисторов, такие как нормально-закрытые транзисторы с контактами Шоттки на истоке [159] или транзисторы, работающие в режиме наведенной проводимости [155] с

докритической толщиной слоя AlGaIn, не приводящей к образованию двумерного канала, например, $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}$ толщиной 3 нм (Рис. 1.12б).

1.4.2. Технология эпитаксиального роста НЕМТ гетероструктур InAlGaIn

На сегодняшний день, нитриды III группы выращиваются основными современными эпитаксиальными методами: газофазная эпитаксия из металлоорганических соединений (ГФЭ МОС), хлоридная газофазная эпитаксия (ХГФЭ) и молекулярно пучковая эпитаксия (МПЭ). Эти методы имеют свои особенности и позволяют получать различные результаты. ХГФЭ характеризуется большими (до нескольких сотен мкм/час) скоростями роста. Так же в хлоридной эпитаксии возможно хорошее управление процессом роста за счет изменения равновесия процессов происходящих на растущей поверхности, но крайне затруднено формирование тонких слоев. МПЭ нитридов характеризуется малыми (0.5-1 мкм/час) скоростями роста, возможностью создания резких интерфейсов, но к сожалению и небольшими температурами роста (~800-900 °C) что снижает качество материала.

Тем не менее, МПЭ для получения НЕМТ гетероструктур на основе InAlGaIn достаточно успешно развивается, в том числе в России [160], хотя по производительности установки МПЭ проигрывают любой другой технологии. ГФЭ МОС стала основным методом промышленного изготовления приборных гетероструктур на основе III-нитридов так как метод зарекомендовал себя возможностью получения однородных высококачественных слоев большой площади, эффективностью управления ростовыми процессами, прецизионным контролем параметров осаждения, возможностью легирования пленки в процессе роста. Типичные скорости роста для этого метода составляют ~0.1-10 мкм/час. Ряд результатов, полученных методом ГФЭ МОС в России, находится на мировом уровне [161].

На сегодняшний день, ГФЭ МОС нитридов является основным методом получения приборных структур на основе этих материалов. Все основные достижения в характеристиках приборов, снижения плотности дефектов, получения приборных структур нового типа были получены именно при росте этим методом [44]. В ГФЭ МОС удачно сочетаются преимущества как ХГФЭ, так и МПЭ. В случае ГФЭ МОС нитридов III группы относительно небольшое изменение условий в реакторе (температура, парциальные давления аммиака, водорода и азота) позволяет существенно управлять степенью равновесности процесса и оптимизировать ее для каждого из слоев многослойной структуры. В свою очередь, это позволяет влиять на формирование точечных и протяженных дефектов, степень самокомпенсации, достижимые уровни легирования и т.д.

Типичные скорости роста для ГФЭ МОС нитридов составляют 0,1-3 нм/сек. Это больше чем в МПЭ, но они достаточно малы для хорошего контроля толщин в активной области приборов. С другой стороны, скорости роста ~1 нм/сек не позволяют выращивать толстые буферные слои GaN толщиной ~100 мкм, однако, такой скорости достаточно для получения буферных слоев толщиной ~5-6 мкм.

1.4.3. Транзисторы на основе InAlN/GaN гетероструктур

Увеличение содержания Al в слое AlGaN вызывает рост упругих напряжений, приводящих к снижению качества получаемого материала, что в свою очередь, ухудшает параметры и уменьшает срок службы транзисторов. В структурах для HEMT, в которых вместо AlGaN используется слой InAlN, можно создавать как решеточно-согласованные гетероструктуры со слоями InAlN с содержанием индия около 18%, не содержащие упругих напряжений [36, 37, 124], так и гетероструктуры с управляемыми напряжениями при отклонении содержания индия от данного значения.

Использование барьерного слоя InAlN вместо AlGaN слоя в структурах InAlN/AlN/GaN (Рис. 1.13а и б) для HEMT транзисторов позволяет достичь более

высокой концентрации двумерного электронного газа в канале при меньшей толщине барьерного слоя за счет большей разницы встроенных электрических полей на интерфейсе, что приводит к увеличению выходной плотности тока [162 - 165]. Из расчетной зависимости ширины запрещенной зоны (E_g) InAlN от состава по индию, приведенной на Рис. 1.7 (кривые – расчетные зависимости, точки – экспериментальные данные [128, 166 - 174]) видно, что даже небольшие изменения состава по индию могут значительно изменить E_g слоя InAlN, при этом область изменения E_g InAlN лежит вблизи E_g GaN. При этом, формирование двумерного канала на интерфейсе определяется не столько разницей в ширинах запрещенных зон InAlN и GaN сколько электрическим полем, обусловленным разницей спонтанных поляризаций, а в случае решеточно-несогласованных структур еще и пьезоэлектрическим полем. Изменение содержания индия ниже/выше 18 % позволяет получить слои имеющие растягивающую/сжимающую деформацию, что дает возможность управления концентрацией носителей заряда в структурах НЕМТ.

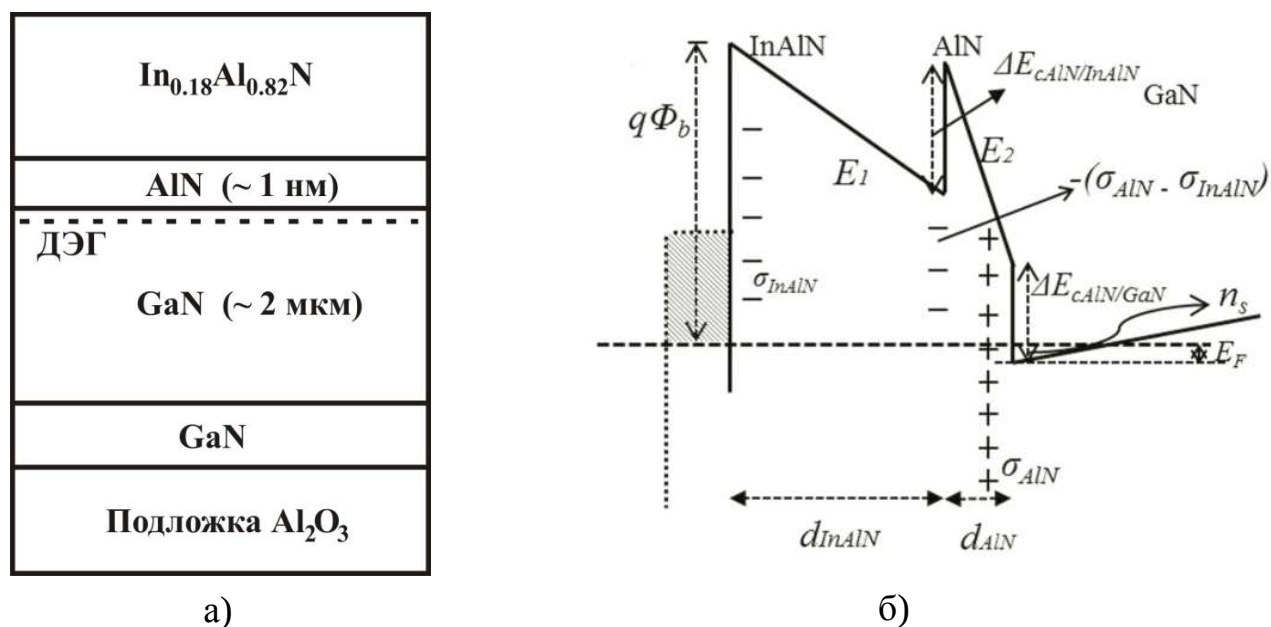


Рис. 1.13. а) Схематическое изображение слоев в гетероструктуре InAlN/AlN/GaN, выращенной на сапфировой подложке. б) Схематическое изображение зонной диаграммы гетероструктуры InAlN/AlN/GaN с указанием зарядов на интерфейсах AlN/GaN и InAlN/AlN и области двумерного электронного газа [175].

Гетероструктуры InAlN/GaN обычно имеют не достаточно высокую подвижность носителей заряда, что связано с рассеянием электронов в канале на неоднородностях твердого раствора и заряженных дефектах. Стандартным решением этой проблемы является использование нанометрового слоя AlN на интерфейсе с барьерным слоем (Рис. 1.13а и б), что позволяет повысить подвижность электронов в канале за счет улучшения качества интерфейса, увеличения локализации волновой функции носителей заряда в канале и смещения ее в сторону слоя GaN [176, 177]. В работе [178] показано, что для получения максимальной подвижности носителей заряда в канале оптимальная толщина слоя AlN в гетероструктуре InAlN/AlN/GaN должна быть около 1 нм.

Как и в случае РБО, описанных выше, эпитаксиальный рост тройного соединения InAlN методом ГФЭ МОС сильно затруднен принципиально различными оптимальными условиями роста алюминий- и индий-содержащих нитридов III группы, что приводит при оптимизации технологических режимов к необходимости поиска неочевидных компромиссов между требованиями, продиктованными присутствием индия и алюминия, при этом возможность их нахождения зависит еще и от конструктивных особенностей реактора. Индий-содержащие нитриды необходимо выращивать при умеренной температуре (700-900 °C), высокой концентрации аммиака (>50 % по мольной доле), в атмосфере, свободной от водорода. Как правило, рост производится в диапазоне давлений в реакторе 400-1000 мбар. Это связано с малой энергией связи In-N, низкой реакционной способностью индия и его высоким равновесным давлением, нестабильностью InN в водород-содержащей атмосфере. С другой стороны, при росте AlN предпочтительна атмосфера с высоким содержанием водорода, необходимы высокая температура (>1100 °C), низкая концентрация аммиака (единицы процентов), давление в реакторе 100 мбар или ниже. Удовлетворение последним двум требованиям позволяет уменьшить скорость паразитных реакций в газовой фазе между аммиаком и триметилалюминием (ТМА), который является единственным практически используемым в III-N технологии прекурсором алюминия, приводящих к образованию AlN наночастиц.

Возможность нахождения таких компромиссов зависит также от выбора типа реактора, в котором производится эпитаксиальный рост. На сегодня основными типами используемых в ГФЭ МОС реакторов являются вертикальные с быстро вращающимся подложкодержателем, (TurboDisc), вертикальные с близко расположенным распределенным инжектором (CCS, Closed Coupled Showerhead), горизонтальные и их популярная разновидность – планетарные реакторы.

Рост любых алюминий-содержащих нитридов при высокой концентрации аммиака в TurboDisc крайне затруднен формированием облака AlN наночастиц над поверхностью подложкодержателя [178, 179]. В CCS реакторах проблема паразитных реакций между TMA и аммиаком стоит значительно менее остро, однако, при выращивании в них GaN/InAlN гетероструктур вместо InAlN формируется твердый раствор InAlGaN с мольной долей GaN, доходящей до 50%. Механизм этого явления на сегодня не установлен, однако его наблюдали несколько групп, в квалификации которых сомневаться не приходится [180 - 182].

Принципиальной отличительной чертой горизонтальных и планетарных реакторов, по сравнению с вышеописанными вертикальными, является протекание газов параллельно подложкодержателю, что позволяет уменьшить влияние паразитных реакций и сместить облако образующихся наночастиц в область позади подложек путем простого увеличения суммарного потока газа. Как будет показано далее в работе, такие реакторы, наиболее пригодные для выращивания InAlN, как и AlGaN, использовались в представленной работе для исследования и оптимизации процессов роста InAlN, которые производились при компромиссных условиях, для получения гетероструктур для НЕМТ транзисторов.

Глава 2. Технология эпитаксиального роста и методы экспериментального исследования структурных и оптических свойств гетероструктур на основе InAlGaN

2.1. Технология эпитаксиального выращивания гетероструктур на основе III-N

Метод газофазной эпитаксии из металлорганических соединений (ГФЭ МОС) в настоящее время является наиболее широко распространенной методикой для выращивания гетероструктур на основе нитридов III группы [44, 183, 184].

Хлоридная газофазная эпитаксия (ХГЭ) и молекулярно-пучковая эпитаксия (МПЭ) также широко используются для эпитаксиального роста гетероструктур на основе III-N. МПЭ позволяет получать слои высокого качества и чёткие интерфейсы на границах слоёв, но обладает малыми (0.5 - 1 мкм в час) скоростями роста. ХГЭ обладает большими (до сотни мкм в час) скоростями роста и успешно используется для получения толстых слоёв, но получение слоев InGaN с высоким составом и сложных гетероструктур затруднительно.

Метод ГФЭ МОС позволяет варьировать скорости роста от высоких (до 40 мкм/час), используемых для получения толстых слоев GaN, до низких (до 0,05 нм/с), используемых для создания сверхтонких активных областей [44, 183, 184]. Среди достоинств ГФЭ МОС можно выделить следующие:

- возможность получения гладких бездефектных поверхностей при реализации послойного механизма роста;
- возможность получения толстых буферных слоев, необходимых при использовании решеточно-несогласованных подложек;
- возможность создания гетероструктур с резким изменением состава на гетерогранице;

- возможность получения тонких и сверхтонких слоёв с контролируемой толщиной;
- возможность создания полупроводниковых структур со сложным профилем легирования.

Поэтому, метод ГФЭ МОС отвечает требованиям, необходимым для выращивания слоев твердых растворов и высококачественных гетероструктур на основе системы материалов InAlGaN.

Эпитаксиальное выращивание гетероструктур, исследованных в данной работе, проводилось методом ГФЭ МОС на трех установках: модернизированной лабораторной установке Epiquip VP-50 RP [44, 183, 184], стандартной полупромышленной установке AIX2000 HT и уникальной установке Dragon-125 полностью разработанной, спроектированной и созданной сотрудниками научной группы лаборатории Физики Полупроводниковых Гетероструктур.

Установка Epiquip VP-50 RP [44, 183, 184] позволяет реализовать следующие технологические режимы: температура подожкодержателя до 1150 °C, давление в реакторе от 50 до 1100 мбар, быстрая подача и выключение потоков с реагентами в реактор, использование азота и водорода в качестве разбавляющих и несущего газа или азот-водородных смесей в любой пропорции, скорость нагрева и охлаждения подложки до 4 °C/с и 2 °C/с, соответственно.

На Рис. 2.1 представлена блок-схема установки, включающая следующие блоки: Источники газов; Система очистки газов; Газовый блок; Центральный смеситель потоков; Реакторный блок; Система откачки; Система загрузки; Система нагрева; Автоматическая система управления; Система рефлектотметрии.

В качестве источников газов использовались баллоны и емкости со сжатыми и сжиженными газами, оборудованные аппаратурой, позволяющей использовать реагенты полупроводниковой чистоты. Система очистки газов, предназначенная для очистки азота, водорода и аммиака, представляет собой набор предварительных и финишных очисток.



Рис. 2.1. Блок-схема лабораторной установки ГФЭ МОС Eriqur VP-50 RP [44, 184].

Газовый блок предназначен для формирования потоков парогазовой смеси перед подачей их в центральный смеситель, в котором возможна независимая коммутация каждого потока либо в реактор (рабочая линия), либо мимо реактора в систему откачки. Такая конструкция позволяет осуществлять быструю смену атмосферы в реакторе и получать резкие границы слоев при росте сложных многослойных гетероструктур. Формирователь несущих газовых потоков служит для управления потоками, подающимися в качестве несущих в источники металлоорганики, продувочными потоками гидридных линий, потоками несущего газа подаваемого в реактор, и создания азот-водородных смесей.

В качестве источников элементов III группы использовались металлоорганические соединения: триметилгаллий (ТМГ), триэтилгаллий (ТЭГ), триметилиндий (ТМИ) и триметилалюминий (ТМА). В качестве источника азота использовался аммиак (NH_3). Для легирования использовались циклопентадиенил магния (Cp_2Mg) для получения р-типа проводимости и моносилан SiH_4 разбавленный водородом H_2 (200 ppm) для получения проводимости n-типа.

Установка Eriquip VP-50 RP имеет горизонтальный кварцевый реактор (Рис. 2.2 и Рис. 2.3а), состоящий из двух частей: внешний реактор круглого сечения (Рис. 2.2, 5) и внутренний формирователь потока газовой смеси (Рис. 2.2, 4), расположенный по оси внешнего реактора. Во внутреннем формирователе потока находится графитовый подложкодержатель (Рис. 2.2, 2), рассчитанный на рост на одной подложке диаметром 2" или на подложках меньшей площади произвольной формы. Подложка (Рис. 2.2, 1) находится под углом $\sim 2^\circ$ к потоку газовой смеси для обеспечения большей однородности скоростей роста по площади подложки. Парогазовая смесь реагентов и несущего газа из центрального смесителя подается во внутренний газовый формирователь и проходит над нагретой подложкой. В промежутке между внешней трубой и газовым формирователем подается продувочный газ - азот или водород. Второй конец реактора, имеющий крышку с вакуумным уплотнением, соединен с системой откачки и поддержания давления. Загрузка и выгрузка подложек и структур осуществляется через загрузочный бокс, имеющий шлюз с откачкой для

предотвращения попадания воздушной атмосферы в реактор и токсичных компонентов парогазовой смеси в атмосферу лаборатории, наполняемый чистым азотом. Для контроля в реальном времени толщин, скорости роста слоев и планарности поверхности гетероструктур ростовая установка оборудована системой встроенной *in-situ* оптической рефлектометрии [44, 183, 184], принцип действия которой заключается в регистрации отраженного сигнала от растущей структуры, схема которой представлена на Рис. 2.3б.

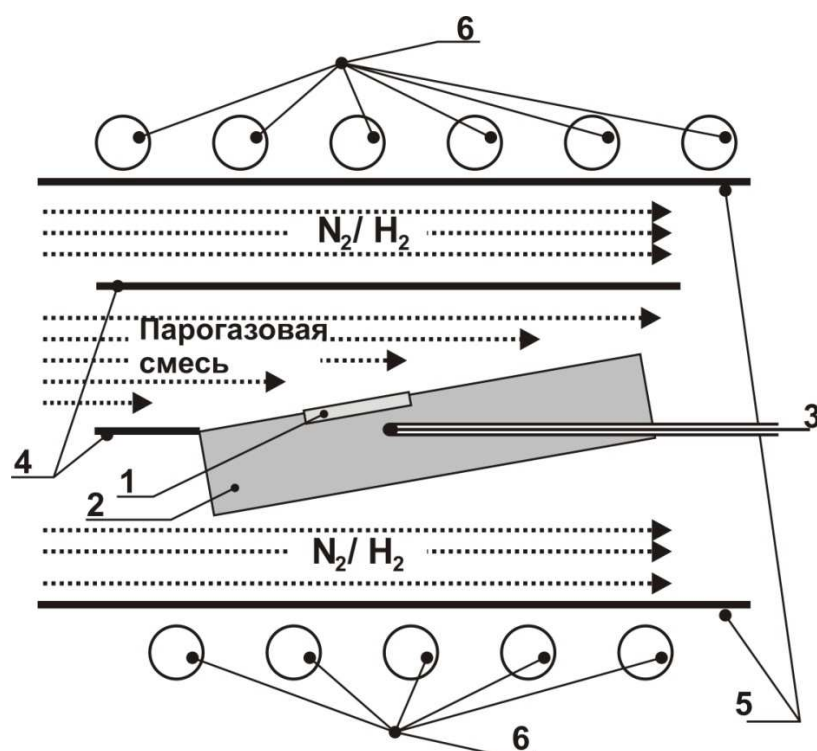
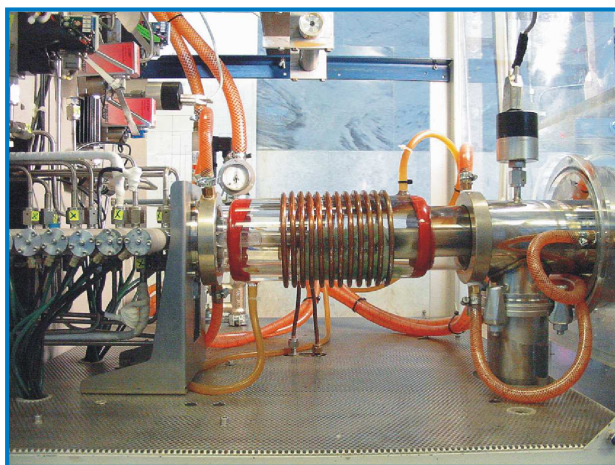
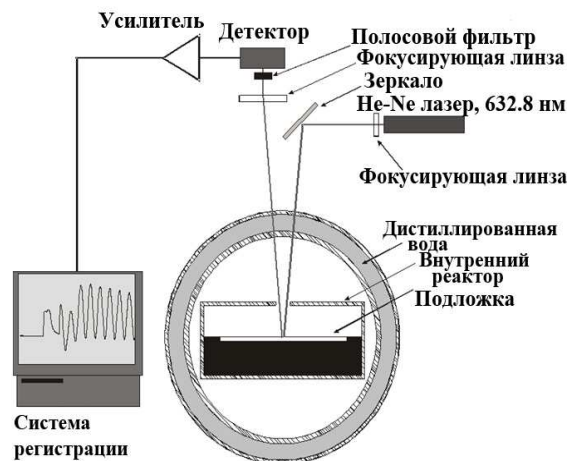


Рис. 2.2. Схема высокотемпературной части реактора эпитаксиальной установки Epiquip VP-50 RP: 1 – Подложка; 2 – подложкодержатель (графит); 3 – термопара; 4 – формирователь газового потока (кварц); 5 – внешний реактор (кварц); 6 – витки индуктора [44, 183, 184].



а)



б)

Рис. 2.3. а) Внешний вид реактора Eriquip VP-50 RP. б) Схема системы оптической рефлектометрии установки Eriquip VP-50 RP [44, 183, 184].

Луч He-Ne лазера (длина волны 632.8 нм) проходит через фокусирующую линзу, отражается от зеркала и попадает через прозрачную стенку внешнего реактора и отверстие в потолке внутреннего реактора на поверхность растущего слоя. Отраженный от поверхности сигнал попадает в детектор, оборудованный селективным оптическим фильтром и фокусирующей линзой. Сигнал от детектора усиливается и регистрируется системой управления установкой. Поскольку показатель преломления сапфира меньше, чем у нитридов, то изменение толщины растущего слоя приводит к изменению разности фаз между сигналами, отраженными от поверхности растущего слоя и границы слой-сапфир, что приводит к изменению интенсивности результирующей волны. Условие экстремумов интенсивности света описывается формулой:

$$2 \cdot d \cdot n_{\text{слоя}} \cdot \cos \alpha = k \cdot \frac{\lambda}{2},$$

где d - толщина слоя (нм); λ - длина волны излучения лазера (нм); $n_{\text{слоя}}$ - показатель преломления растущего слоя, α - угол падения света на поверхность слоя ($\cos \alpha \approx 1$ поскольку в используемой системе направление падения луча лазера близко к нормали), k - целое число. Период колебаний t (сек.)

интенсивности сигнала, полученного с детектора системы рефлектометрии, связан со скоростью изменения толщины слоя выражением:

$$V = \frac{\lambda}{2 \cdot n_{\text{слоя}} \cdot t}$$

Установка AIX2000 НТ является стандартной промышленной установкой для выращивания структур на основе III-N. В планетарном горизонтальном реакторе установки AIX2000 НТ [185], парогазовая смесь исходных реагентов протекает от центра реактора к периметру. При этом подложки расположены по окружности графитового подложкодержателя, рассчитанного на рост на 6 подложках размером 2 дюйма, и вращаются как вместе с подложкодержателем вокруг вертикальной оси реактора, так и вокруг собственной оси подложки. Благодаря вышеперечисленным особенностям, установка AIX2000 НТ обеспечивает хорошую однородность выращиваемых структур и более пригодна для выращивания приборных структур. Установка оборудована системой *in-situ* оптической рефлектометрии, разработанной и изготовленной в ФТИ [44, 184].

Установка Dragon-125 имеет горизонтальный реактор с индуктивным нагревом вращающегося подложкодержателя, рассчитанного на три подложки диаметром 2", одну диаметром 3" или одну диаметром 100 мм [186 - 187]. Сочетание вращения подложкодержателя и однородного температурного поля, создаваемого профилированным спиральным индуктором, позволяет получить высокую однородность и скорость эпитаксиального процесса [186 - 187]. Установка оборудована трехлучевой системой *in-situ* измерения отражения и кривизны подложки и позволяет реализовать широкий диапазон параметров роста: температура роста в интервале от 300 до 1250 °С, давление в реакторе от 70 до 1600 мбар.

Следует отметить, что конструктивное сходство трех установок позволяет достаточно легко переносить разработанные технологические приемы между ними.

Для эпитаксии использовались сапфировые подложки ориентации (0001) с односторонней полировкой, имеющие поверхность пригодную для эпитаксии без дополнительной обработки. Для получения эпитаксиальных слоев высокого качества и преодоления недостатка сапфировых подложек, связанного с рассогласованием постоянных решеток, были использованы низкотемпературные зародышевые слои GaN для формирования переходной области между подложкой и растущим высокотемпературным слоем GaN [18, 44, 183, 184]. Перед осаждением зародышевого слоя при температуре около 550 °С подложка отжигалась в водородной, водород-аммиачной или азот-аммиачной атмосферах при температуре ~1070 °С. После осаждения и отжига зародышевого слоя в атмосфере водорода при температуре 1180 °С выращивался буферный слой GaN, с последующим ростом гетероструктур.

2.2. Экспериментальные методы исследования структурных, оптических и электрических свойств гетероструктур на основе III-N

Для исследования структурных, оптических и электрических свойств был использован ряд установок, находящихся в Центре коллективного пользования “Материаловедение и диагностика в передовых технологиях” ФТИ им. А.Ф. Иоффе и НТЦ микроэлектроники РАН [188].

Определение кристаллического качества слоев, а также составов твердых растворов осуществлялось с помощью дифракции рентгеновских лучей (РД) на рентгеновском дифрактометре высокого разрешения BRUKER D8 DISCOVER (Bruker AXS) [189]. Высокое разрешение обеспечивается асимметричным двухкристальным четырехкратным Ge(220)-монохроматором с прорезным каналом и германиевым кристаллом-анализатором трехкратного отражения перед детектором. Источником рентгеновских лучей является рентгеновская трубка с вращающимся медным анодом мощностью 6 кВ. Обработка экспериментальных

кривых качания производилась с помощью стандартного программного обеспечения LEPTOS [190].

Для исследования морфологии поверхности структур использовались растровый электронный микроскоп CAMSCAN S4-90FE (РЭМ) и атомно-силовой микроскоп Veeco Dimension 3100 (АСМ) [188].

Исследование эпитаксиальных слоев методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) производилось с помощью ПЭМ микроскопа Jeol 2010 в режиме слабого пучка с разгонным потенциалом 200 кВ. Для подготовки образцов вдоль кристаллических направлений $(2\bar{1}\bar{1}0)$ и $(10\bar{1}0)$ проводилась механическая обработка с последующим травлением ионами Ag^+ до толщин прозрачности для электронов.

Изучение распределения атомов в исследуемых гетероструктурах было проведено с помощью вторичной ионной масс спектроскопии (ВИМС) на магнитосекторном ионном микрозонде CAMECA IMS7f [191].

Измерения электрических параметров удельной проводимости σ (слоевой электропроводности), концентрации n_s и дрейфовой подвижности носителей заряда μ были выполнены с помощью измерения эффекта Холла методом Ван-дер-Пау. Для этого подготавливались образцы размером примерно 5x5 мм квадратной формы, а на углы устанавливались In контакты. Измерения поверхностного сопротивления R_s и карт распределения сопротивления по площади эпитаксиальной пластины были выполнены с использованием бесконтактного измерителя LEI 1510A SA (Leighton Electronics).

Исследования оптических свойств проводилось методами фото- и электролюминесценции. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) были измерены на установке на базе монохроматора МДР-23 и охлаждаемого фотоэлектронного умножителя ФЭУ-83, работающего в режиме счета фотонов или режиме синхронного детектирования. Для повышения чувствительности измерений использовался синхронный детектор SR810-DSP. Фотолюминесценция возбуждается непрерывным He-Cd лазером с длиной волны $\lambda = 325$ нм и

плотностью мощности $\sim 0.5 \text{ Вт/см}^2$. Регулировка плотности мощности осуществлялась с помощью изменения фокусировки и использованием фильтров. Для измерения ФЛ в интервале температур от 7 до 320 К использовался гелиевый криостат замкнутого цикла CCS-150.

Спектры электролюминесценции (ЭЛ) измерялись с помощью измерительного комплекса на базе микроскопа типа “ЛОМО ЛЮМАМ-И2” (Рис. 2.4а) со сменными кварцевыми объективами. Регистрация спектров осуществлялась с помощью высокоскоростного оптоволоконного спектрометра Avantes 2048 [192], который обладает высокой чувствительностью и позволяет измерять спектры в интервале от 190 до 1100 нм. При измерении ЭЛ использовались либо металлические контакты из In для оперативной характеристики, либо нанесенные методом термического распыления Ni/Au.

Спектры оптического отражения были измерены с помощью фотометра Leitz MPV-SP при нормальном падении с использованием галогенной лампы в качестве источника света и с нормировкой полученных спектров на отражение от эталонного образца.

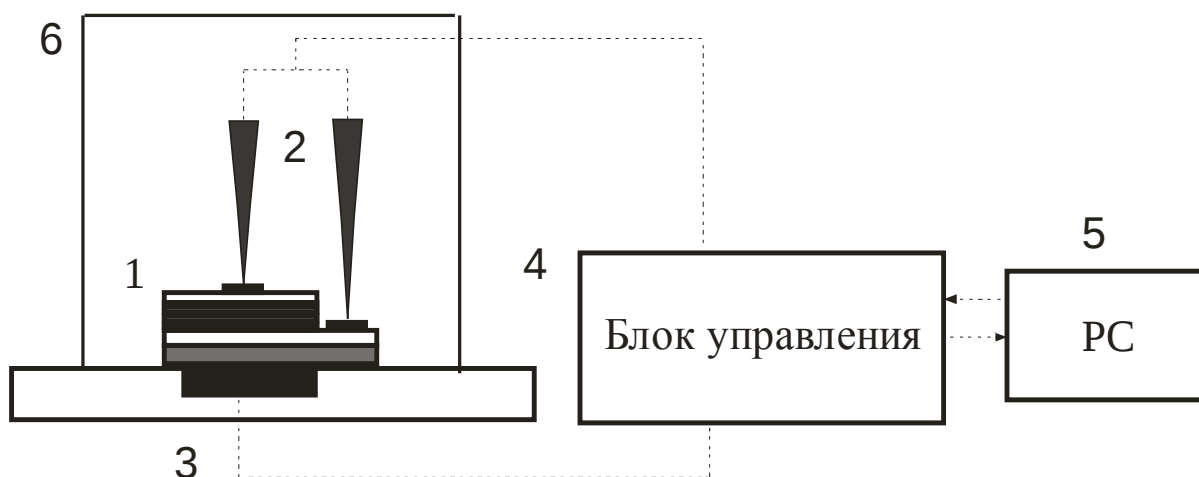
Для исследования характеристик собранных светодиодов и источников света использовалась универсальная система контроля и измерения характеристик на основе спектрорадиометра OL 770 “OL 770-LED High-speed LED Test and Measurement System Configured for Source Spectral Analysis of LEDs (380 - 1100 nm)” [193].



а)



б)



в)

Рис. 2.4. а) Внешний вид установки для измерения спектров электролюминесценции и фотолюминесценции на базе микроскопа ЛОМО ЛЮМAM-И2. б) Внешний вид установки для измерения ток-мощностных характеристик светодиодных структур. в) Схематическое изображение установки для измерения ток-мощностных характеристик светодиодных структур: 1. образец; 2. зонды; 3. фотодиод; 4. блок управления; 5. компьютер; 6. корпус.

Для оценки внешней квантовой эффективности (ВКЭ) и сравнения светодиодных структур между собой проводились измерения ток-мощностных L - I - V характеристик с помощью установки, показанной на Рис. 2.4б. Для измерения ток-мощностных характеристик светодиод (Рис. 2.4в, 1) помещается над обратно-смещенным калиброванным фотодиодом (Рис. 2.4б) с известной спектральной чувствительностью (Рис. 2.4в, 3). Прямое напряжение на светодиод подается с помощью зондов (Рис. 2.4в, 2). Изменение тока через структуру (Рис. 2.4в, 1) и регистрация фототока фотодиода (Рис. 2.4в, 3) осуществляется автоматизированным блоком (Рис. 2.4в, 4), который управляется персональным компьютером (Рис. 2.4в, 5). В результате измерения регистрируется зависимость интенсивности электролюминесценции от тока через структуру и отношение тока фотодиода к току, текущему через светодиод. Это позволяет оценить величину внешней квантовой эффективности в относительных единицах и сравнивать между собой различные светодиодные структуры.

Глава 3. Структурные и оптические свойства гетероструктур InGaN/AlGaN/GaN со стимулированным фазовым распадом

Система материалов InGaN/GaN характеризуется наличием значительной фазовой сепарации даже при малом содержании In в InGaN. Это приводит к образованию локальных областей, обогащенных атомами In и к значительной зависимости оптических свойств гетероструктур InGaN/GaN от состава и размеров этих областей, увеличивая эффективность излучения, расширяя диапазон излучения и влияя на ширину линии излучения. Параметры таких областей определяются как технологическими условиями их синтеза, так и, в случае многослойной гетероструктуры, последовательностью и толщинами слоев, составляющих многослойную гетероструктуру. В данной главе мы рассмотрим оригинальные технологические методы воздействия на структурные параметры квантоворазмерных гетероструктур InGaN/GaN, позволяющие стимулировать образование In-обогащенных областей.

Хорошо известно, что выращивание эпитаксиальных слоев InGaN для активных областей светоизлучающих приборов должно производиться в безводородной атмосфере [54, 194]. В работе [195] впервые было показано, что добавка малого количества водорода к несущему газу во время прерывания роста после выращивания InGaN квантовой ямы приводит к существенному увеличению эффективности фото- и электролюминесценции InGaN/GaN структур. В дальнейшем данный эффект стал предметом более детальных исследований [195 - 198]. Добавка водорода при росте тонких слоев InGaN интенсивно изучается, что обусловлено влиянием водорода на структурные и оптические свойства InGaN. В приведенных ниже разделах рассмотрены результаты исследований изменения микроструктуры гетероструктур InGaN/GaN и их оптических свойств в случае использования как подмешивания водорода во время осаждения InGaN, так и использования прерываний роста в водород содержащей атмосфере после осаждения квантоворазмерных слоев InGaN.

3.1. Влияние водорода на локальную фазовую сепарацию в квантоворазмерных слоях InGaN

Для исследования структурных свойств InGaN/GaN гетероструктур была выращена серия образцов с относительно небольшим содержанием индия, излучающих в диапазоне длин волн 400 - 410 нм, при росте которых водород подавался либо в течение прерываний роста после осаждения InGaN, либо во время осаждения InGaN [A5]. Необходимо отметить, что при росте всех исследованных в данной работе структур прерывания роста проводились при подаче в реактор аммиака. В случае малых потоков аммиака в течении прерываний роста, происходит трансформация поверхности с образованием квантовых точек [85], причем плотность и размеры квантовых точек сильно зависят от потока аммиака [199]. Режимы роста структур, выращенных в данной работе, были выбраны такими, чтобы реализовать рост InGaN [78] без формирования КТ, описанных в вышеуказанных работах. На Рис. 3.1а, б и в приведены карты распределения концентрации атомов индия в структурах, содержащих пять слоев InGaN толщиной 3 нм, разделенных барьерами GaN толщиной 8 нм. После осаждения каждого слоя InGaN была проведена остановка роста, длительность которой в различных образцах изменялась от 0 до 20 сек. В течение этой остановки роста в реактор подавалось 50 сссм водорода. Температуры роста слоев GaN и InGaN составляли 900 °С и 805 °С, соответственно.

Зависимости структурных параметров слоев InGaN (общего количества индия в слое InGaN и максимального локального содержания индия) от времени прерывания приведены на Рис. 3.2. Из полученных результатов можно сделать вывод, что прерывания роста в атмосфере водорода приводят к следующим изменениям в микроструктуре InGaN слоев: уменьшению общего количества индия в слое, уменьшению размеров локальных In-обогащенных областей и,

возможно, некоторому увеличению максимального содержания индия в локальных областях InGaN.

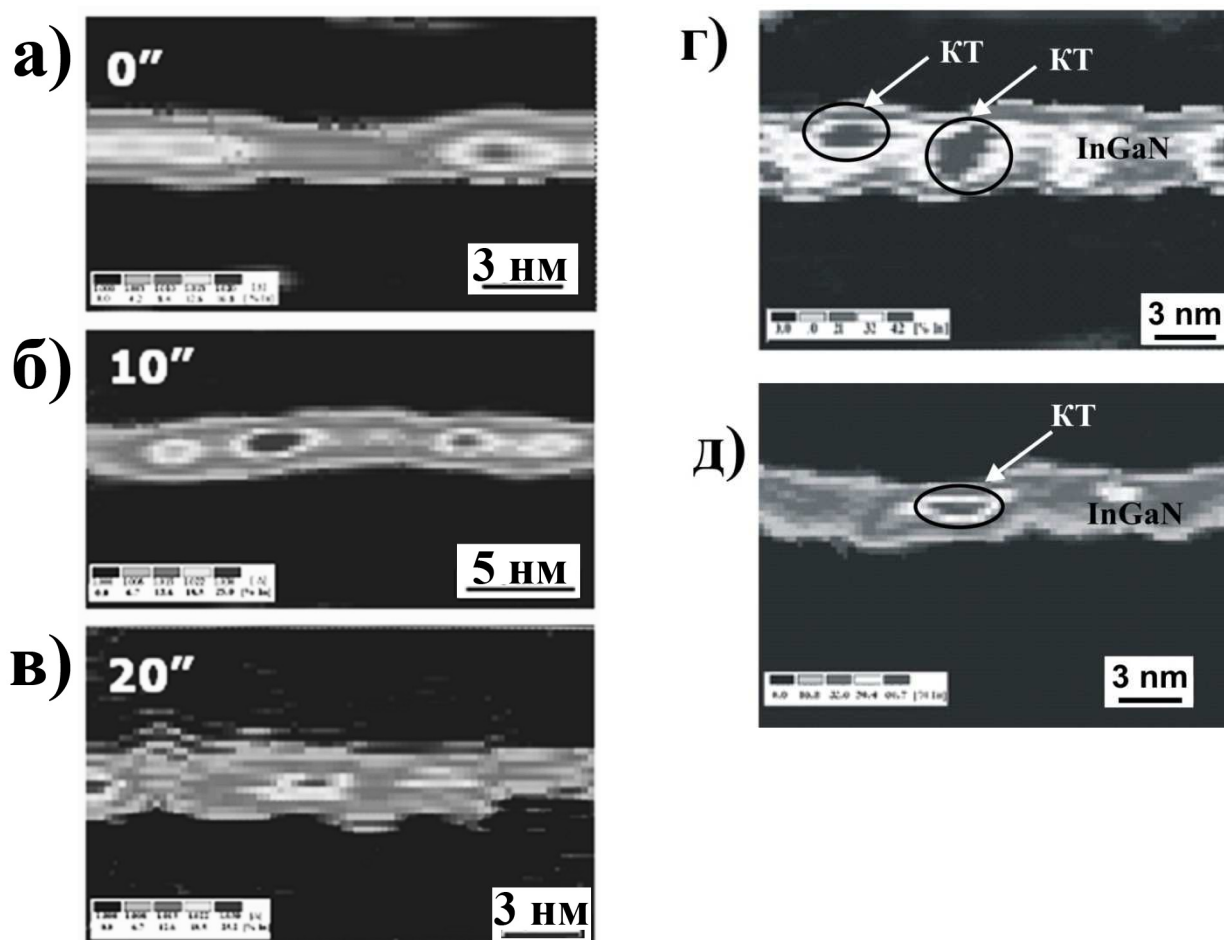


Рис. 3.1. а-в) Карты распределения локальной концентрации индия в слоях InGaN, выращенных с различными временами прерываний роста после осаждения InGaN (времена указаны на рисунках и выращенных г) в атмосфере азота и д) с подачей водорода во время роста InGaN [A5].

Уменьшение общего количества индия в слое и уменьшение размеров локальных In-обогащенных областей обусловлено конвертацией слоя InGaN в GaN при прерываниях роста. Совместные эффекты уменьшения размеров локальных областей и общего количества индия приводят к сдвигу линии излучения в область больших энергий фотонов на $\sim 40\text{-}60$ мэВ. Таким образом, прерывания роста после осаждения слоев InGaN в условиях добавки в атмосферу

водорода приводят к исчезновению сформированных локальных In-обогащенных областей за счет уменьшения их размеров, что обуславливает формирование более однородного по индию слоя InGaN. Аномальным является некоторое увеличение максимального локального содержания индия в In-обогащенных островках при описанных выше прерываниях роста. Этот эффект свидетельствует о том, что в случае незарощенного слоя InGaN при прерываниях роста существует транспорт атомов индия к In-обогащенным областям. Полученные результаты, как будет показано далее, согласуются с поведением спектров ЭЛ светодиодных структур, активная область которых была выращена подобным образом [A5].

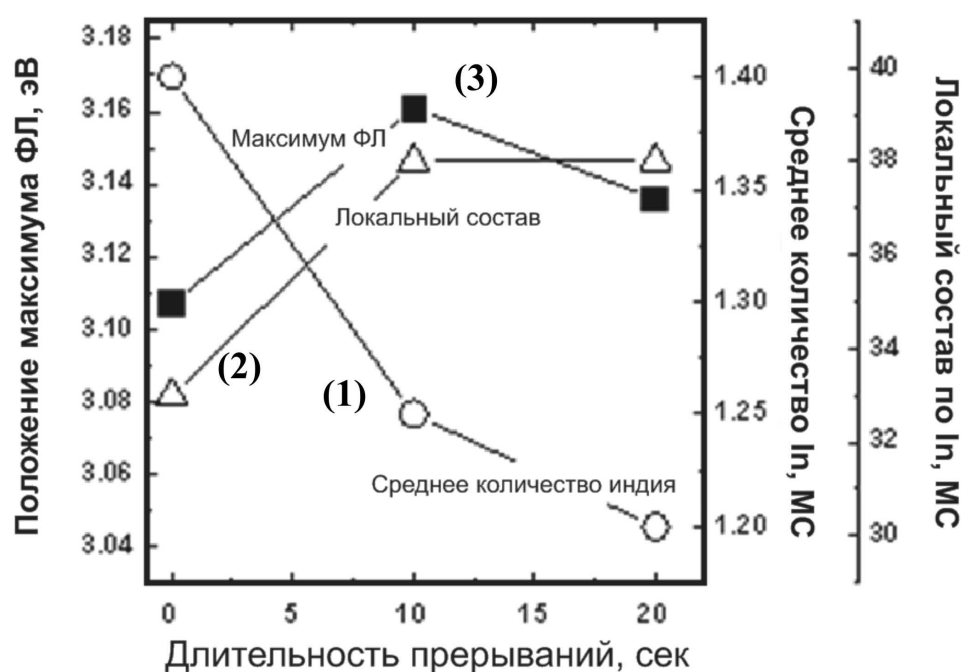


Рис. 3.2. Зависимости структурных параметров слоев InGaN: среднего содержания индия (1) и максимального локального содержания индия (2), и положения максимума спектров ФЛ (3) от времени прерывания роста [A5].

Были проведены исследования влияния добавки водорода непосредственно во время роста тонких слоев InGaN на их структурные свойства. На Рис. 3.1г и д приведены карты распределения атомов индия в тонких слоях InGaN, выращенных в атмосфере азота (Рис. 3.1г) и при добавке 50 sccm водорода

(Рис. 3.1д). Температуры роста слоев GaN и InGaN составляли в этих образцах 840 °С и 720 °С, соответственно. Видно, что добавка водорода в течение роста приводит к тому, что плотность локальных In-обогащенных областей значительно уменьшается. Сопоставляя полученные результаты с данными ПЭМ, полученными для структур, выращенных с прерываниями роста в атмосфере с добавкой водорода, которые были описаны выше, можно сделать следующий вывод. Прерывания роста приводят исчезновению уже сформированных локальных In-обогащенных областей, в то время как добавка водорода во время роста изначально подавляет формирование таких областей. Данный эффект позволяет увеличить эффективность излучения УФ и синих светодиодов, однако, в случае применения прерываний при росте светодиодов зеленого диапазона, уменьшение концентрации индия может наложить ограничение на длину волны излучения.

Для InGaN/GaN гетероструктур, излучающих в синем диапазоне, были проведены детальные исследования прерываний роста, в том числе и сравнение прерываний роста в азотной и азот-водородных атмосферах. В Таблице 3.1 приведены результаты исследований трех серий образцов, выращенных без прерываний роста (серия 1), с прерываниями роста в атмосфере азота (серия 2) и с прерываниями роста в водород содержащей атмосфере (серия 3) [A2].

Реферный образец, выращенный без прерываний роста, имел максимум излучения на длине волны 503 нм и интегральную интенсивность спектра ФЛ 50 отн. ед. Уменьшение времени роста слоя InGaN, потока In или увеличение температуры роста в серии 1 (Таблица 3.1, образцы O2-O6) приводили к коротковолновому сдвигу линии излучения, уменьшению ширины линии и увеличению интенсивности ФЛ. Сопоставление данных ФЛ, толщин и среднего содержания индия в слоях InGaN, полученного из рентгеноструктурного анализа, позволяет заключить, что наблюдаемое изменение параметров излучения обусловлено или уменьшением толщины слоя InGaN или содержания в нем индия [200 – 203, A12]. Такое поведение оптических свойств является характерным для «классического» роста квантовых ям.

Таблица 3.1. Оптические и структурные параметры InGaN/GaN гетероструктур, выращенных с различными прерываниями [A2].

Серия	Образец	время роста КЯ, сек	поток ТМИ, sccm	Длительность прерываний, сек	поток Н ₂ , slm	T _{QW} , °C	среднее содержа- ние In, %	QW период, нм	$\lambda_{\text{ФЛ}}^*$ (300 К), нм	FWHM (300 К/ 10 К), нм	I. Int. ФЛ ^{**} , отн. ед.
1.	Ref.	87	150	0	0	760	4.9	12.1	503	26/15	50
	O2	87	75	0	0	760	4.1	12.0	472	19/10	103
	O3	65	150	0	0	760	4.1	11.6	480	22/11	59
	O4	53	150	0	0	760	3.5	11.1	461	20/11	68
	O5	87	150	0	0	777	4.1	12.1	473	21/10	134
	O6	87	150	0	0	784	3.6	12.1	454	17/9.5	186
2.	N2	87	150	64	0	760	4.1	12	484	25/13	83
	N3	87	150	128	0	760	3.3	12	472	25/16	136
	N4	87	150	256	0	760	2.0	11.8	470	28/22	178
3.	H2	87	150	20	1	760	3.5	12	484	28/19	94
	H3	87	150	20	2	760	2.1	11.9	473	26/18	141
	H4	87	150	20	4	760	1.2	12	461	30/28	171
	H5	87	150	20	8	760	0.26	7.2	432	24/30	124

* положение максимума спектров ФЛ, ** интегральная интенсивность спектров ФЛ

Применение прерываний роста в атмосфере азота (серия 2) приводит к коротковолновому сдвигу линии излучения, обусловленному уменьшением содержания индия (Таблица 3.1, образцы N2 - N4). Толщина слоя InGaN при этом меняется незначительно. Коротковолновый сдвиг линии ФЛ сопровождается увеличением эффективности излучения (интегральной интенсивности). Наблюдаемый эффект зависит от длительности прерываний. Что интересно, прерывания роста в атмосфере азота слабо влияют на ширину линии излучения, приводя даже в случае длительных прерываний к ее увеличению относительно реферной структуры (Таблица 3.1, образец Ref.).

Последняя серия образцов была выращена с использованием прерываний роста в водород содержащей атмосфере (Таблица 3.1, образцы N2 - N5). Сопоставление оптических и структурных данных образцов, выращенных в сериях 2 и 3, показывает, что качественно эффект прерываний роста в водород содержащей атмосфере подобен тому, что наблюдалось при прерываниях роста в атмосфере азота. Однако, в случае добавок водорода эффект модификации параметров слоев InGaN более сильный и аналогичные изменения толщин и составов слоев InGaN достигаются при меньших временах прерываний. При этом образец N3 показывает лучшую эффективность излучения по сравнению с образцами O2 и N3, имеющими одинаковую длину волны. Следовательно, можно заключить, что подмешивание водорода ускоряет эффект прерываний роста и улучшает ВКЭ излучения в синем диапазоне [A2].

В следующей серии экспериментов были исследованы светодиодные структуры синего диапазона, выращенные при различных прерываниях роста. В Таблице 3.2 приведены параметры роста, структурные параметры квантоворазмерных слоев InGaN, полученные методом ПЭМ высокого разрешения, и оптические параметры, полученные с помощью измерения спектров электролюминесценции.

Таблица 3.2. Оптические и структурные параметры InGaN/GaN гетероструктур синего диапазона, выращенных с различными прерываниями [A2].

Образец	Длительность прерываний роста, сек	H ₂ поток, slm	InGaN толщина*, нм	InGaN содержание индия***, %	Длина волны, нм	FWHM (10 мА), нм	ВКЭ (100 мА), отн.ед.
LED-Ref	0	0	3.8	18	494	25	3.55
LED-H1	3	5.5	3.5	16	488	24	4.15
LED-H2		11	1.4-2.8**	16	474	30	4.85
LED-H3	6	5.5	1.7-3**	16	481	26	4.82
LED-H4	16	0	3.5	16	489	23	4.0
LED-H5		1.8	--	--	476	30	4.16
LED-H6		5.5	1.4-3.4**	16	469	30	5.71

* ± 0.2 нм, ** минимальная и максимальная толщина InGaN, *** $\pm 1\%$

В серии образцов, приведенных в Таблице 3.2, содержится образец LED-Ref, выращенный без прерываний роста, образец LED-H4, выращенный с прерываниями в атмосфере азота, и образцы LED-H1, H2, H3, H5, H6, выращенные с прерываниями в водород содержащей атмосфере с различными потоками водорода и длительностями прерываний. Реферная структура LED-Ref излучала с длиной волны 494 нм, имела ширину линии излучения 25 нм и ВКЭ, равную 3.55 отн. ед. Применение прерываний роста длительностью 16 сек в атмосфере азота привело к коротковолновому сдвигу линии излучения, увеличению ВКЭ, но не повлияло на ширину линии излучения. При той же длительности прерываний даже небольшая добавка водорода приводит к значительно более сильному коротковолновому сдвигу и уширению линии излучения и значительному увеличению ВКЭ. Эффект водорода усиливается при увеличении длительности прерываний при одинаковом потоке водорода (образцы

LED-H1, H3, и H6), в результате, наблюдается более значительный коротковолновый сдвиг и уширение линии излучения и возрастание ВКЭ.

Для анализа причин изменения оптических параметров излучения квантоворазмерных слоев InGaN при прерываниях роста, выращенные образцы (Таблица 3.2) были исследованы с помощью просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения [A2]. На Рис. 3.3 приведены изображения распределения локальных деформаций кристаллической решетки, полученные с помощью обработки $(5\bar{4}10)$ изображений ПЭМ методом геометрических фаз, образцов LED-Ref (a), LED-H4 (b), LED-H1 (c), LED-H2 (d), LED-H3 (e), и LED-H6 (f).

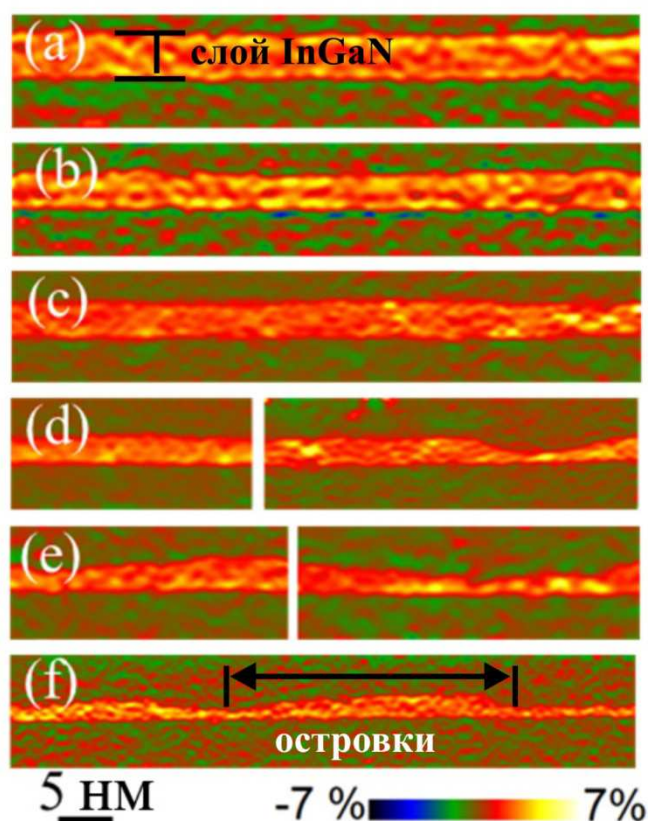


Рис. 3.3. Изображения распределения локальных деформаций кристаллической решетки, полученные с помощью обработки $(5\bar{4}10)$ изображений ПЭМ методом геометрических фаз, образцов LED-Ref (a), LED-H4 (b), LED-H1 (c), LED-H2 (d), LED-H3 (e), и LED-H6 (f) [A2].

На Рис. 3.3а видно, что в структуре LED-Ref формируется двумерный слой InGaN (КЯ) толщиной 3.8 ± 0.2 нм с содержанием индия $18 \pm 1\%$. Прерывания роста длительностью 16 сек в атмосфере азота (Рис. 3.3b) или 3 сек в водород содержащей атмосфере при потоке водорода 5.5 slm (Рис. 3.3c) не влияют на морфологию слоя InGaN, но уменьшают содержание индия и толщину слоя. Дальнейшее увеличение длительности прерываний или потока водорода не влияют на содержание индия, но приводят к сильной корругированности слоя InGaN (Рис. 3.3d, e и f). То есть сплошной слой (КЯ) InGaN трансформируется в массив латерально связанных островков. Чем дольше прерывания или больше поток водорода, тем сильнее данный эффект (Рис. 3.3e и f). Наиболее сильно данный эффект проявляется в образце LED-H6 (Рис. 3.3f), в котором наблюдается даже некоторое уменьшение латеральных размеров и высоты островков. Данный эффект хорошо согласуется с сильным коротковолновым сдвигом линии излучения (Таблица 3.2).

Рассмотрим токовые зависимости ВКЭ излучения светодиодных гетероструктур, выращенных с различными прерываниями роста (Рис. 3.4). Исследовались образцы LED-Ref (без прерываний), LED-H1, LED-H3 и LED-H6 (прерывания роста 3, 6 и 16 сек, соответственно, при потоке водорода 5.5 slm). Видно, что прерывания роста приводят, помимо увеличения значения ВКЭ, к более быстрому нарастанию ВКЭ с током и смещению максимума в токовой зависимости ВКЭ в область меньших значений токов. Токовая зависимость ВКЭ для образца LED-Ref является типичной зависимостью для светодиодных структур с активной областью на основе InGaN КЯ с однородным распределением атомов индия. Носители свободно двигаются в плоскости КЯ и достигают дефектных областей. Насыщение безызлучательной рекомбинации при больших токах приводит к монотонному росту ВКЭ с током [A2].

Образование островков при прерываниях роста подавляет латеральный транспорт носителей к областям дефектов. Это приводит к смещению максимума токовой зависимости в область меньших токов и к увеличению ВКЭ (Рис. 3.4,

образцы LED-H3 и LED-H6). Дальнейшее падение ВКЭ с током определяется, по-видимому, безызлучательной Оже рекомбинацией [140, 145].

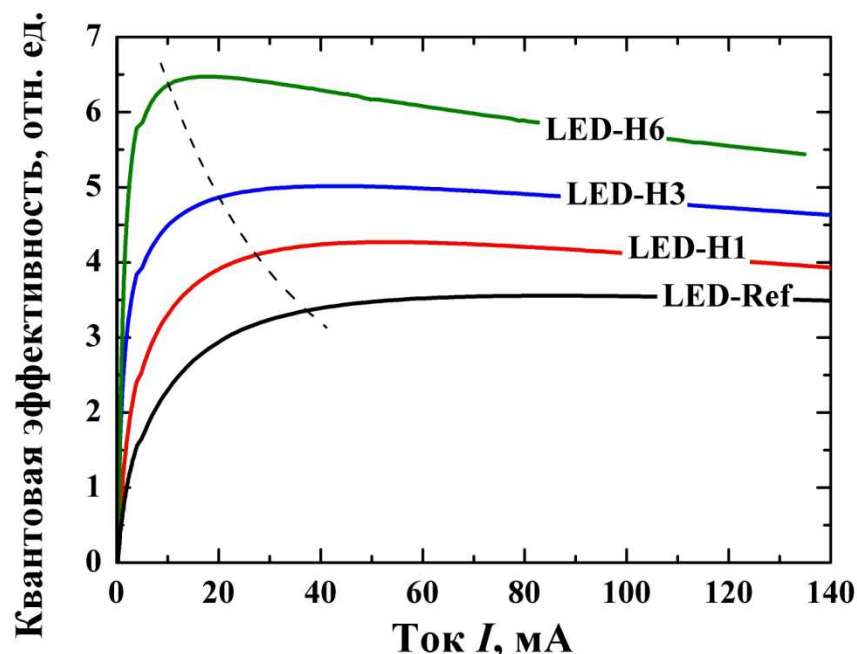
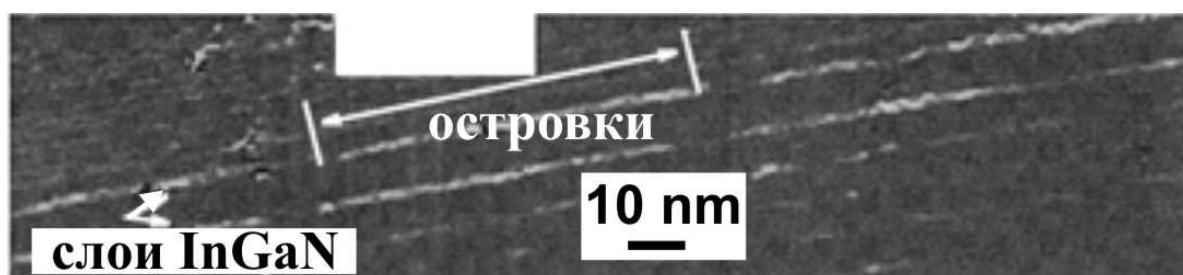


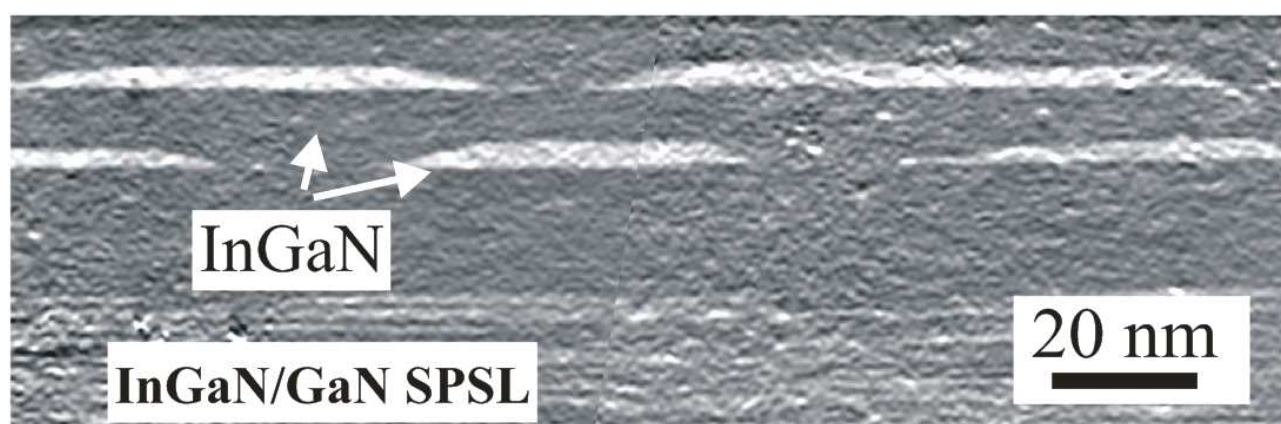
Рис. 3.4. Токовые зависимости ВКЭ для структур, выращенных с различными прерываниями роста [A2].

На Рис. 3.5а и б приведены изображения распределения локальных деформаций кристаллической решетки, полученные с помощью обработки изображений ПЭМ методом геометрических фаз, светодиодных гетероструктур синего диапазона, содержащих в активной области квантоворазмерные слои InGa_N, выращенные с применением прерываний роста в присутствии водорода, осажденные либо на 4-х тонких (~2-3 нм) слоях InGa_N меньшего состава (Рис. 3.5а), либо на короткопериодную сверхрешетку InGa_N/Ga_N (Рис. 3.5б). Увеличение времени прерывания роста или потока водорода приводит к формированию вместо сплошного слоя InGa_N изолированных In-обогащенных островков с латеральными размерами в десятки нанометров между которыми полностью отсутствует InGa_N (Рис. 3.5а), а в некоторых случаях также

наблюдается достаточно четкая огранка боковых стенок островков (Рис. 3.5б) [A9, A14].



а)



б)

Рис. 3.5. Изображения распределения локальных деформаций кристаллической решетки, полученные с помощью обработки изображений ПЭМ методом геометрических фаз, активных областей светодиодных гетероструктур, содержащих в активных областях а) три и б) два квантоворазмерных слоя InGaN, выращенных с применением прерываний роста в присутствии водорода, соответственно [A9, A14].

Было проведено детальное исследование влияния прерываний роста в присутствии водорода на формирование квантоворазмерных слоев InGaN высокого состава, излучающих в диапазоне длин волн 530 - 540 нм (Таблица 3.3, Образцы 1 - 5). Активные области этих структур состояли из одного слоя InGaN, осажденного на короткопериодную сверхрешетку, содержащую 12 периодов

InGaN/GaN с толщинами каждого слоя 1 нм. Влияние такой сверхрешетки на свойства активной области будут подробно изучены далее. Прерывания роста проводились непосредственно после осаждения InGaN. Температуры роста InGaN, длительности прерываний роста и потоки водорода во время прерываний для исследованных структур приведены в Таблице 3.3.

Таблица 3.3. Параметры роста InGaN/GaN гетероструктур зеленого диапазона, выращенных с различными прерываниями и потоками водорода [A5].

Образец	Температура роста InGaN, °C	Длительность прерывания, сек	Поток водорода, slm
1	690	0	0
2	690	18	0
3	690	18	3.5
4	675	18	3.5
5	675	18	0.5

При росте слоев InGaN высокого состава на поверхности растущего слоя могут образовываться сильно In-обогащенные области, приводящие к образованию дислокаций. Прерывания роста с подачей водорода позволяют удалить эти области [194, 195, 197], повышая структурное качество активной области. Однако, как было отмечено выше, такие прерывания приводят к изменению внутренней структуры InGaN слоев, что отражается на оптических свойствах светодиодных структур. На Рис. 3.6а и б приведены спектры электролюминесценции светодиодных структур (Таблица 3.3), выращенных с применением различных прерываний роста.

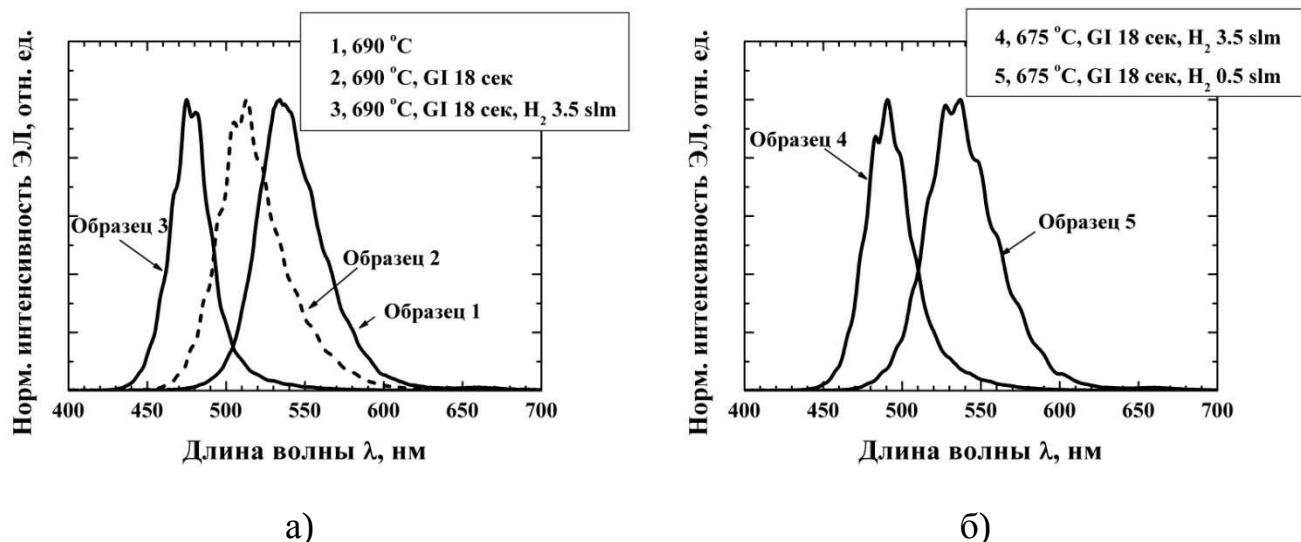


Рис. 3.6. а) Спектры электролюминесценции светодиодных структур (Таблица 3.3), выращенных с и без прерываний роста, и б) спектры электролюминесценции светодиодных структур, выращенных с различным потоком водорода во время прерываний роста. Температуры роста слоя InGaN в активной области, потоки водорода и длительности прерываний роста указаны на рисунках [A5].

Из Рис. 3.6а видно, что прерывания роста после осаждения слоя InGaN приводят к коротковолновому сдвигу излучения, причем с увеличением количества водорода сдвиг линии электролюминесценции растет (Рис. 3.6б). Полученные результаты согласуются с данными ПЭМ и результатами предыдущих исследований [194 – 195], показывающими уменьшение состава по индию при подаче водорода во время прерываний роста InGaN.

Исследования спектров фотолюминесценции структур (Таблица 3.3, Образец 1 и 3) при приложении обратного напряжения смещения показывают различное поведение ФЛ структур, выращенных без и с прерываниями роста с подачей водорода (Рис. 3.7а). В спектре ФЛ образца 1 наблюдается две линии, имеющие различную зависимость положения максимума ФЛ от обратного смещения. Основной вклад в ФЛ вносит линия 2. Линия 1 имеет малую интенсивность и может быть связана с рекомбинацией в областях вблизи

дефектов. Приложение внешнего обратного смещения к квантовой яме InGaN/GaN приводит к увеличению изгиба зон, смещению линии излучения в коротковолновую сторону (Рис. 3.7б) и падению ее интенсивности, что наблюдается для линии 2 в спектрах излучения образца 1. В спектре ФЛ образца 3 (Рис. 3.7а) наблюдается только одна линия, а отсутствие смещения этой линии и малое изменение ее интенсивности при приложении обратного смещения свидетельствует о том, что рекомбинация в данной структуре происходит через локализованные состояния, в которых эффект Штарка подавлен.

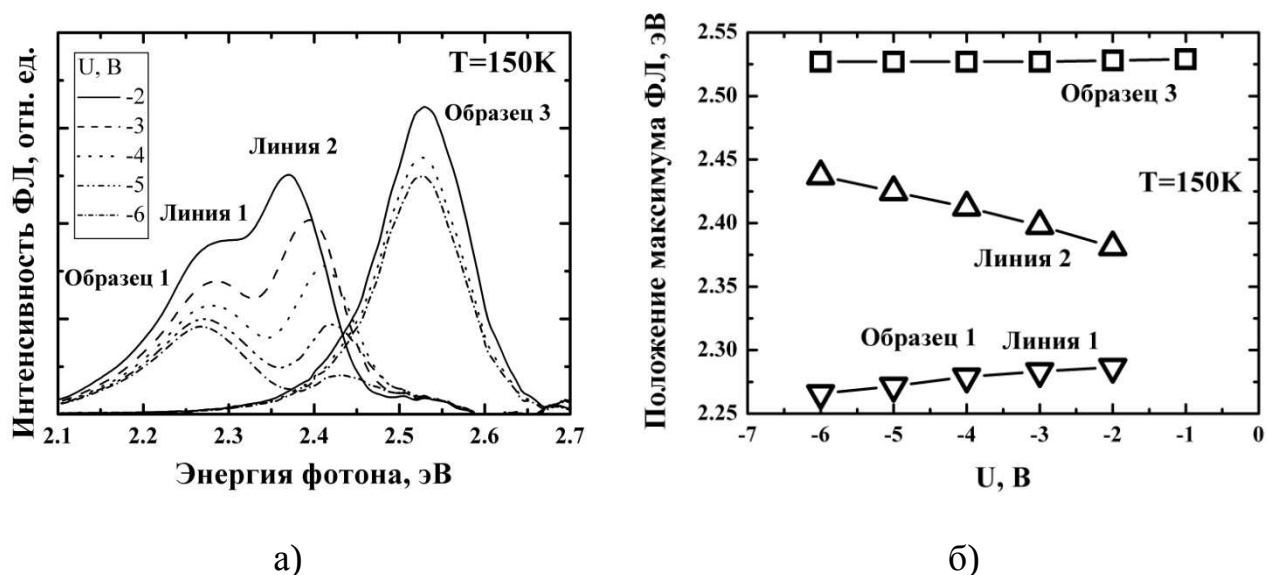
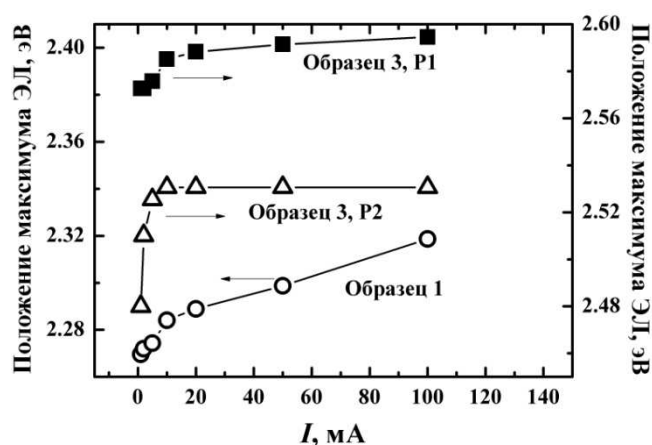


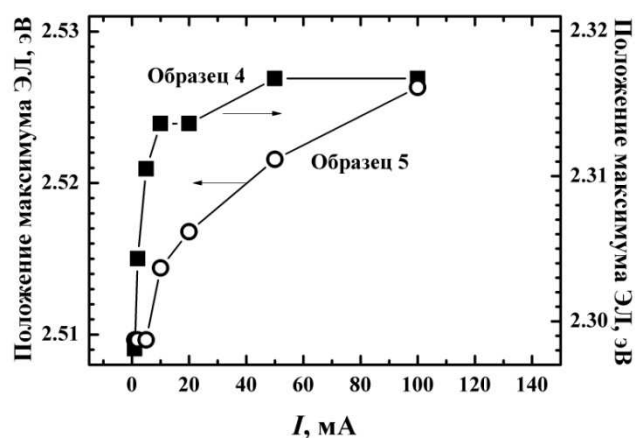
Рис. 3.7. а) Спектры ФЛ при различных значениях обратного напряжения смещения и б) зависимости положений максимумов спектров ФЛ от величины обратного смещения для образцов 1 и 3 (Таблица 3.3) [A5].

Исследования зависимостей положений линий спектров ЭЛ (Рис. 3.8а и б) и внешней квантовой эффективности от тока (Рис. 3.8в и г) показали, что характер этих зависимостей также оказывается различным для структур, выращенных при различных потоках водорода (Рис. 3.8). Во-первых, подача водорода во время прерываний роста приводит к значительному смещению максимума в зависимости ВКЭ от тока в область меньших токов и к уменьшению величины

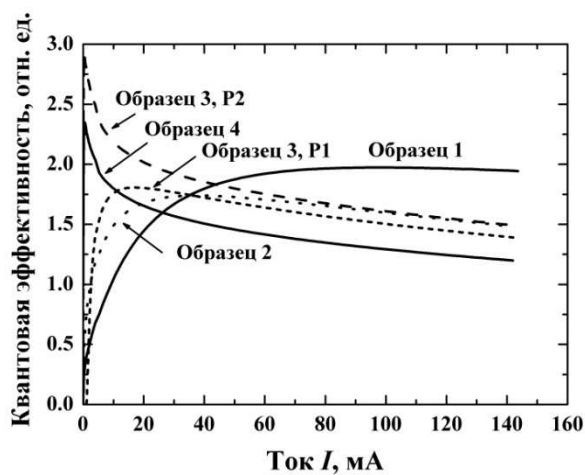
ВКЭ в области больших токов (Рис. 3.8в, Образцы 3 и 4). Медленный рост ВКЭ с током для образца, выращенного без прерываний роста при малом абсолютном значении ВКЭ (Рис. 3.8в, Образец 1), свидетельствует о достаточно большой плотности дефектов в этой структуре, имеющий высокий состав по индию и излучающей при 550 нм при малых токах (Рис. 3.8а).



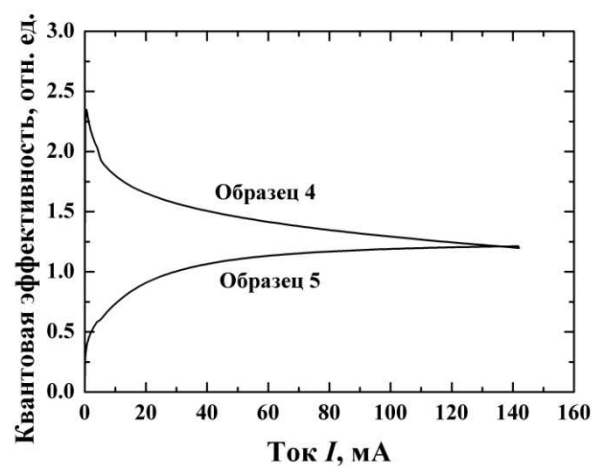
а)



б)



в)



г)

Рис. 3.8. а - б) Зависимости положений максимумов спектров электролюминесценции и в - г) токовые зависимости ВКЭ для исследованных образцов 1 – 5 (Таблица 3.3) [A5].

Во-вторых, при использовании прерываний роста в водороде наблюдается резкий коротковолновый сдвиг максимума линии излучения в области малых токов (10-20 мА). В области токов более ~20 мА для структур, выращенных с подачей водорода (Рис. 3.8а и б, Образцы 3, 4 и 5), сдвиг линии излучения с ростом тока значительно меньше, по сравнению со структурами, выращенными без подачи водорода (Рис. 3.8а, Образец 1). Наиболее характерно данные эффекты видны для образца 3, в разных точках которого (Рис. 3.8а, P1 и P2) наблюдается либо медленный монотонный рост ВКЭ с током, либо его быстрый рост в области малых значений токов с последующим падением с увеличением величины тока, протекающего через структуру. Поскольку зависимость положения линии излучения от тока во многом определяется неоднородностью распределения атомов индия в слое InGaN, изменение поведения данной зависимости свидетельствует об изменении в распределении атомов индия при используемых прерываниях роста, которое различно в различных точках образца 3.

Полученные результаты можно объяснить с помощью следующего механизма конвертации слоя InGaN в GaN при прерываниях роста. С одной стороны, прерывания роста как в атмосфере с добавкой водорода, так и без этой добавки приводят к испарению атомов индия с поверхности InGaN. С другой стороны, поскольку рост InGaN происходит с образованием плотного массива In-обогащенных островков, которые могут быть частично или полностью релаксированы в незарощенном состоянии то, при прерываниях роста атомы In мигрируют к этим островкам, что обусловлено уменьшением в них упругих напряжений (Рис. 3.9а). Полученные результаты согласуются с данными работы [72], в которой было показано, что исследованные составы по In, соответствуют области несмешиваемости, для которой характерна значительная фазовая сепарация, при которой возможен транспорт атомов In в локальные In-обогащенные области. Таким образом, суммарный эффект данных двух процессов (Рис. 3.9а) приводит к уменьшению размеров островков или их полному исчезновению, т.е. плотность In-обогащенных островков уменьшается (Рис. 3.9б), и может привести, в определенных условиях, к увеличению максимального

локального состава по индию в островках, что и наблюдалось выше на изображениях ПЭМ (Рис. 3.1а, б и в, Рис. 3.2 и Рис. 3.3).

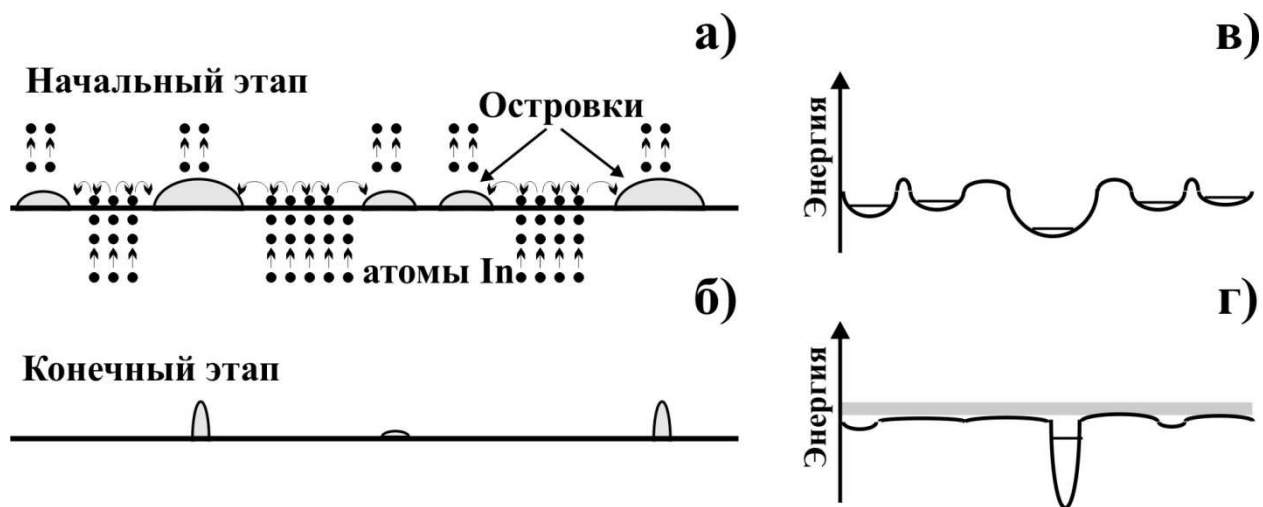


Рис. 3.9. Схематическое изображение а - б) морфологической трансформации поверхности слоя InGaN при прерываниях роста и в - г) изменение энергетического спектра в слоях InGaN, обусловленное этой трансформацией [A5].

Такая морфологическая трансформация приводит к изменению энергетического спектра в слоях InGaN (Рис. 3.9в и г) и позволяет объяснить наблюдаемое изменение в поведении электролюминесценции. Повышение структурного качества слоев InGaN, выращенных с использованием прерываний роста, уменьшение плотности островков и улучшение транспорта носителей заряда в таких слоях приводит к быстрому заселению состояний оставшихся островков (Рис. 3.9г), что вызывает резкий коротковолновый сдвиг линии излучения с ростом тока (Рис. 3.8а и б, Образцы 3, 4 и 5) и значительное увеличение ВКЭ в области малых величин токов ($I < 5 - 20$ мА) для различных образцов (Рис. 3.8в, Образцы 3 и 4). При дальнейшем увеличении тока происходит полное заполнение состояний островков и, за счет эффективного транспорта, увеличивается доля носителей, попадающих в области дислокаций, прорастающих из буферного слоя, что приводит к падению ВКЭ с ростом тока. Слабая зависимость положения

максимумов излучения от тока в области токов более ~ 20 мА также свидетельствует об улучшении общей однородности распределения атомов индия в слоях InGaN.

Таким образом, проведенные исследования показали, что прерывания роста тонких слоев InGaN в атмосфере водорода оказывают влияние на формирование локальных, обогащенных атомами In областей, что определяет структурные и оптические свойства InGaN/GaN гетероструктур и светодиодов на их основе.

3.2. Стимулирование фазового распада в InGaN/GaN гетероструктурах с помощью метода субмонослойного осаждения

Для стимулирования фазовой сепарации в квантоворазмерных слоях InGaN было проведено исследование влияния субмонослойного осаждения InGaN на структурные и оптические свойства гетероструктур InGaN/GaN.

При использовании субмонослойного метода роста квантоворазмерный слой InGaN формируется путем нескольких циклов осаждения материала InGaN-GaN, при этом эффективная толщина осажденного InGaN и GaN в каждом цикле составляет менее одного монослоя. Аналогичный метод роста, который позволяет формировать структуры с квантовыми точками InGaAs [204], обладающие высокой эффективностью излучения и позволяющие создавать мощные лазеры [205], был ранее хорошо изучен для системы материалов (In,Ga)As/GaAs. В этой системе материалов формирование квантовых точек InGaAs основано на том, что при субмонослойном осаждении распределение атомов индия неоднородно по поверхности, и происходит образование островков InGaAs высотой один монослой [A3]. Как было показано в работе [A3], при нескольких циклах осаждения InGaAs-GaAs положения островков, формирующихся в каждом цикле осаждения, являются вертикально коррелированными, что приводит к увеличению их размеров и образованию квантовых точек. В отличие от системы

материалов (In,Ga)As/GaAs при росте гетероструктур в системе материалов InGaN-GaN эффект фазовой сепарации, приводящий к образованию In-обогащенных областей, является сильно выраженным даже при малых содержаниях индия [206].

На Рис. 3.10 приведены спектры фотолюминесценции гетероструктур на основе InGaN/GaN, выращенных с применением и без применения метода субмонослойного роста. Описание образцов приведено в Таблице 3.4. В качестве базового был использован образец, содержащий в активной области квантоворазмерные слои InGaN толщиной 3 нм, выращенный в обычном, т.е. непрерывном режиме. При субмонослойном росте каждый слой InGaN выращивался с помощью 5 циклов осаждения InGaN с эффективной толщиной менее одного МС (субмонослоев), разделенных барьерами GaN. После каждого субмонослойного цикла осаждения InGaN в атмосфере азота проводилось прерывание роста с подачей в атмосферу реактора потока водорода, который варьировался в диапазоне 150 – 200 см³/мин.

Таблица 3.4. Параметры гетероструктур A1 - A6, выращенных методом субмонослойного осаждения. Номер образца соответствует номеру спектра ФЛ на Рис. 3.10. T_{gr} - температуры роста слоев InGaN и GaN; d_{InGaN} и d_{GaN} — толщины слоев InGaN и GaN; n — число субмонослойных циклов осаждения InGaN-GaN, $H_2(GI)$ — поток водорода при прерывании роста [A3].

Образец	d_{InGaN} , МС	d_{GaN} , МС	n	T_{gr} , °C	$H_2(GI)$, см ³ /мин
A1	10	-	-	790	-
A2	0.5	1.2	5	790	150
A3	0.5	1.2	5	710	150
A4	0.5	1.2	5	650	150
A5	0.25	1.5	5	650	150
A6	0.5	1.2	5	650	200

На вставке Рис. 3.10 приведено схематическое изображение такой гетероструктуры, содержащей пять квантоворазмерных слоев InGaN, разделенных барьерами $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$ толщиной 8 нм.

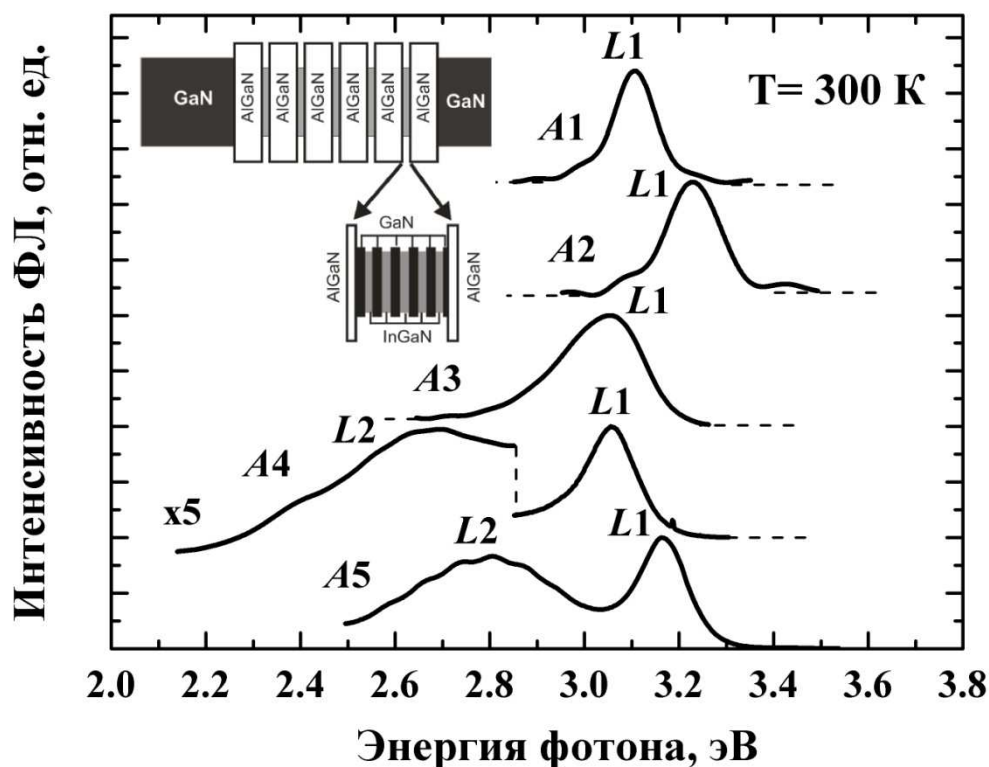


Рис. 3.10. Спектры фотолюминесценции исследованной гетероструктуры, содержащей слой InGaN толщиной 3 нм, выращенный при температуре роста 790 °С без применения метода субмонослойного осаждения (A1). Спектры ФЛ гетероструктур, содержащих слои InGaN, выращенные путем осаждения пяти субмонослоев InGaN толщиной 0.5 МС (A2, A3, A4) и 0.25 МС (A5) при температурах роста 790 °С (A2), 710 °С (A3) и 650 °С (A4, A5), соответственно. Толщины барьеров GaN между субмонослоями InGaN составляли 1.2 МС и 1.5 МС для толщин субмонослоев 0.5 МС и 0.25 МС, соответственно. На вставке приведено схематическое изображение дизайна (расположения слоев) в исследованных гетероструктурах [A3].

Каждый слой InGaN выращивался с помощью пяти циклов осаждения InGaN с эффективной толщиной менее одного МС, разделенных барьерами GaN. Поскольку энергия связи экситона в исследованных субмонослойных структурах мала, то использование матрицы AlGaN позволяет увеличить локализацию носителей заряда и повысить эффективность излучения. Поскольку содержания Al в барьерах и индия в слоях InGaN невелики, то влияние упругих напряжений на гетерогранице AlGaN/InGaN на процессы фазовой сепарации в слое InGaN незначительны [207].

Установлено, что при температурах роста InGaN равных 710 и 790 °С в спектрах ФЛ (Рис. 3.10) наблюдается одна спектральная линия (положение максимума спектра фотолуминесценции) *L1* и применение субмонослойного роста не приводит к изменению формы линии излучения. Из рентгеноструктурного анализа было установлено, что осаждение пяти субмонослоев InGaN толщиной 0.5 МС, разделенных барьерами GaN толщиной 1.2 МС, при температуре 710 °С приводит к уменьшению среднего содержания индия более, чем в два раза с 7 до 3 % по сравнению с образцом, выращенным при той же температуре без применения субмонослойного роста. Как показано на Рис. 3.10, положение максимума ФЛ структуры, выращенной с применением субмонослойного роста InGaN при температуре 790 °С, сдвинуто в коротковолновую область (линия *L1*, образец *A2*) относительно базового образца за счет уменьшения среднего содержания индия в слое. Снижение температуры роста до 650 °С приводит к появлению в спектрах ФЛ помимо коротковолновой линии (*L1*), длинноволновой линии излучения (*L2*), связанной с эффектом фазовой сепарации, приводящей при понижении температуры роста к образованию In-обогащенных островков в слое InGaN. Это было подтверждено результатами исследований АСМ, демонстрирующими изменение топографии поверхности при уменьшении температуры роста InGaN [208].

На Рис. 3.11а и б приведены изображения просвечивающей электронной микроскопии в геометрии поперечного сечения образцов *A5* (Рис. 3.11а) и *A6* (Рис. 3.11б), в которых каждый слой InGaN был выращен путем осаждения пяти

субмонослоев InGaN толщиной 0.5 МС или 0.25 МС, разделенных барьерами GaN толщиной ~ 1.25 МС или ~ 1.5 МС, соответственно. Температура роста InGaN составляла 650 °С. Из анализа ПЭМ изображений установлено, что распределение атомов индия в слоях InGaN является неоднородным и наблюдается формирование In-обогащенных островков. При этом, неоднородность в распределении индия лучше выражена в образце с субмонослойными внедрениями толщиной 0.25 МС (А5), что согласуется с данными ФЛ, показывающими, что уменьшение толщины субмонослоев InGaN до 0.25 МС приводит к увеличению интенсивности линии $L2$ относительно коротковолновой линии $L1$ (Рис. 3.10).

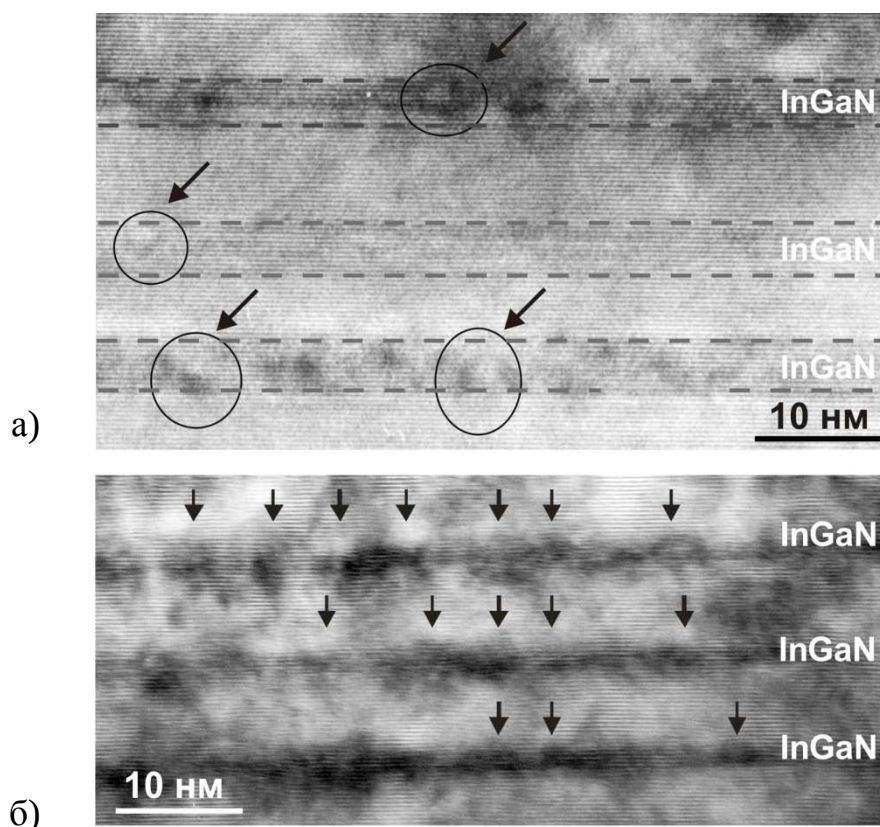


Рис. 3.11. Изображения просвечивающей электронной микроскопии в геометрии поперечного сечения образцов а) А6 и б) А5. Стрелками обозначены In-обогащенные области в слоях InGaN активной области [А3].

Фурье обработка изображения для образца с субмонослоями InGaN толщиной 0.5 МС позволила оценить латеральные размеры островков и их высоту, которые составили ~5 - 8 нм и ~3 - 4 нм, соответственно.

При субмонослойном росте гетероструктур InGaN/GaN, после каждого цикла осаждения InGaN в атмосфере азота проводилось прерывание роста с подачей в атмосферу реактора водорода. Следовательно, помимо субмонослойного режима роста самого по себе, использованные прерывания роста, как было показано выше, сами по себе влияют на структурные свойства формирующихся квантоворазмерных слоев InGaN, приводя к уменьшению содержания индия, формированию островков и удалению избытков индия с поверхности образца [197 – 199, 209 - 211].

Для более детального изучения влияния прерываний роста при осаждении сверхтонких слоев InGaN, что имеет место при субмонослойном режиме роста, были исследованы образцы, содержащие толстые слои InGaN толщиной около ~25 нм, при росте которых были осуществлены прерывания роста различной длительности. Обработка изображения ПЭМ этих образцов была проведена с помощью метода анализа геометрических фаз [212], и позволила получить двумерное распределение деформации в напряженных слоях относительно недеформированной матрицы GaN, а также, используя закон Вегарда, рассчитать распределение атомов в слоях твердых растворов и получить значение среднего содержания индия, которое составило 8 – 9 %. Глубина конвертации InGaN в GaN при прерываниях роста длительностью 10 сек. (Рис. 3.12а) составляет ~1 нм, а при прерываниях роста длительностью 80 (Рис. 3.12б) и 160 сек. (Рис. 3.12в) практически не изменяется и составляет ~2 нм.

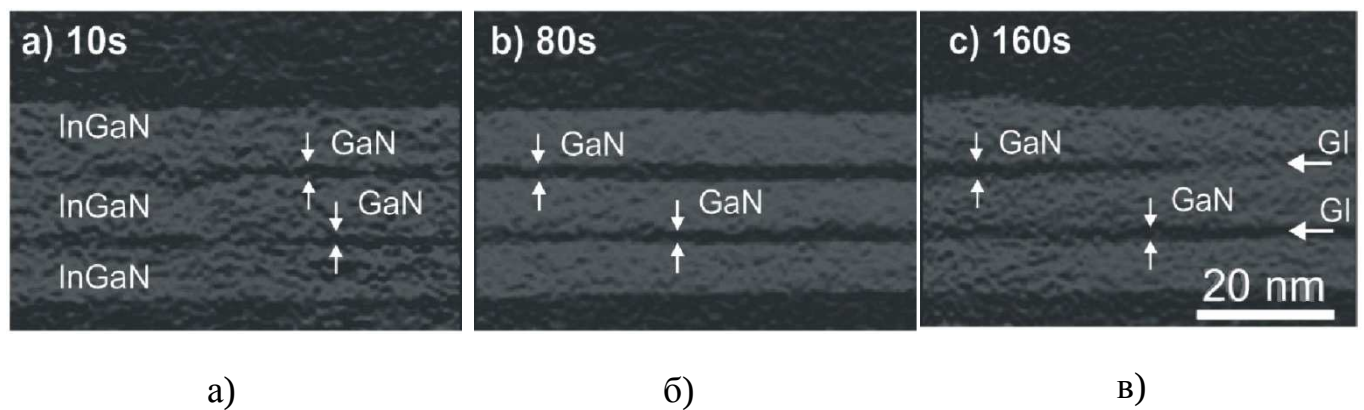


Рис. 3.12. Изображения ПЭМ слоев InGaN, при росте которых проводилась остановка роста с подачей в реактор водорода длительностью а) 10, б) 80 и в) 160 секунд, соответственно [A3].

Таким образом, глубина конвертации не увеличивается с увеличением длительности прерываний, что обусловлено тем, что при испарении атомов индия с поверхности InGaN образуется тонкий слой GaN, который препятствует дальнейшей конвертации InGaN в GaN. В случае прерывания длительностью 10 сек. (Рис. 3.12а) этот слой GaN является сильно неоднородным. Образец с прерываниями роста в 80 сек. (Рис. 3.12б) демонстрирует лучшую планарность интерфейсов InGaN/GaN/InGaN. В структуре с прерываниями длительностью 160 сек. (Рис. 3.12в) происходит заметное снижение качества интерфейсов, обусловленное диффузией атомов индия из глубины слоя InGaN на его поверхность, несмотря на образование блокирующего конвертацию слоя GaN, что приводит к частичному образованию InGaN на поверхности.

Для изучения влияния прерывания роста в случае субмонослойного режима на свойства слоев InGaN было проведено сравнение спектров ФЛ, приведенных на Рис. 3.13, структур А4 и А6, содержащих слои толщиной 0.5 МС InGaN, выращенных с использованием прерывания роста при потоках водорода равных 150 и 200 см³/мин., соответственно. Увеличение потока водорода во время прерываний роста приводит к сдвигу положения максимума излучения (Рис. 3.13) в сторону больших энергий (Рис. 3.13) за счет снижения содержания индия в

слоях InGaN. Интенсивность длинноволновой линии излучения $L2$ растет за счет увеличения эффекта фазовой сепарации в слоях InGaN в этом образце. Из анализа рентгеноструктурных данных установлено, что в случае пяти циклов субмонослойного (0.5 МС) осаждения добавка водорода во время прерываний роста с потоком, равным $150 \text{ см}^3/\text{мин}$, приводит к снижению среднего содержания индия с 4 до 2 – 3 %. Таким образом, метод субмонослойного роста с совместным использованием прерывания роста в водородсодержащей атмосфере позволяет контролировать структурные свойства тонких слоев InGaN.

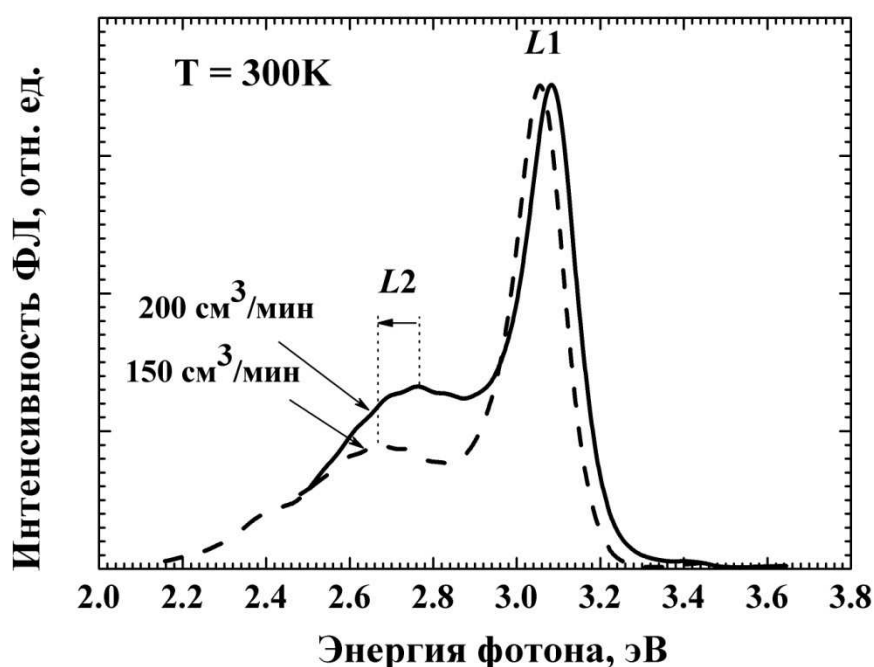


Рис. 3.13. Спектры фотолюминесценции структур A4 и A6, выращенных при различных потоках водорода (значения указаны на рисунке) при прерываниях роста [A3].

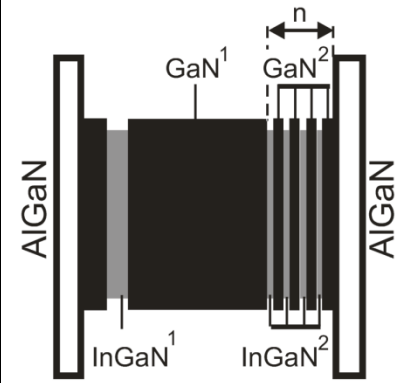
Для исследования возможности стимулировать формирование In-обогащенных областей с помощью специальной последовательности слоев гетероструктуры и изучения влияния температуры роста и эффективных толщин субмонослоев InGaN и барьеров GaN на формирование In-обогащенных

островков и оптические свойства получаемых структур были выращены образцы *B1* - *B6*. В этих структурах после осаждения первого слоя InGaN толщиной 0.25 или 0.5 МС был выращен барьер GaN толщиной 4.8 МС. Далее было проведено несколько субмонослойных циклов осаждения InGaN-GaN, в которых эффективная толщина GaN составляла 1.2 МС.

В качестве реферного образца был выбран образец *B1*, в котором все циклы субмонослойного осаждения InGaN-GaN были проведены с одинаковыми эффективными толщинами InGaN и GaN, равными 0.25 и 1.5 МС, соответственно. Подробные описания толщин слоев и температур роста гетероструктур *B1* - *B6* приведены в Таблице 3.5.

Таблица 3.5. Параметры гетероструктур *B1* - *B6*, выращенных методом субмонослойного осаждения. Номер образца соответствует номеру спектра ФЛ на Рис. 3.14а и б. $T_{gr}^{(1)}$ и $T_{gr}^{(2)}$ - температуры роста слоев InGaN⁽¹⁾, GaN⁽¹⁾, InGaN⁽²⁾ и GaN⁽²⁾, соответственно; $d_{InGaN}^{(1)}$ и $d_{InGaN}^{(2)}$ - толщины слоев InGaN⁽¹⁾ и InGaN⁽²⁾, $d_{GaN}^{(1)}$ и $d_{GaN}^{(2)}$ - толщины слоев GaN⁽¹⁾ и GaN⁽²⁾, n - число субмонослойных циклов осаждения InGaN-GaN [A3].

№	$T_{gr}^{(1)}$, °C	$T_{gr}^{(2)}$, °C	$d_{InGaN}^{(1)}$, МС	$d_{GaN}^{(1)}$, МС	n	$d_{InGaN}^{(2)}$, МС	$d_{GaN}^{(2)}$, МС
<i>B1</i>	650	650	0.25	1.5	4	0.25	1.5
<i>B2</i>	650	730	0.25	4.8	4	0.25	1.2
<i>B3</i>	680	730	0.5	4.8	4	0.5	1.2
<i>B4</i>	680	750	0.25	4.8	4	0.25	1.2
<i>B5</i>	680	730	0.25	4.8	2	0.25	1.2
<i>B6</i>	680	730	0.5	4.8	2	0.25	1.2



На Рис. 3.14а приведены спектры ФЛ образцов *B1* - *B4*, для которых изменялись температуры роста при первом и четырех последующих субмонослойных циклах осаждения InGaN–GaN в соответствии с Таблицей 3.5. Спектры ФЛ образцов *B1*, *B2* и *B3* имеют максимум *L2*, обусловленный формированием в этих структурах In-обогащенных островков, стимулированное формирование которых начинается уже в течение первого субмонослойного цикла осаждения InGaN.

Коротковолновое смещение положений максимумов *L1* и *L2* в структуре *B2* по сравнению с образцом *B1* обусловлено различием технологических условий роста. Увеличение температуры первого субмонослойного осаждения InGaN с 650 до 680 °С при одновременном увеличении эффективной толщины InGaN до 0.5 МС в каждом цикле субмонослойного осаждения (образцы *B2* и *B3*) приводит к уменьшению энергетического расстояния между линиями *L1* и *L2* за счет уменьшения степени неоднородности распределения атомов In. Дальнейшее увеличение температуры роста верхних субмонослоев InGaN до 750 °С приводит к практически полному исчезновению линии *L2* и сужению спектра излучения, что связано с подавлением фазовой сепарации при высоких температурах роста.

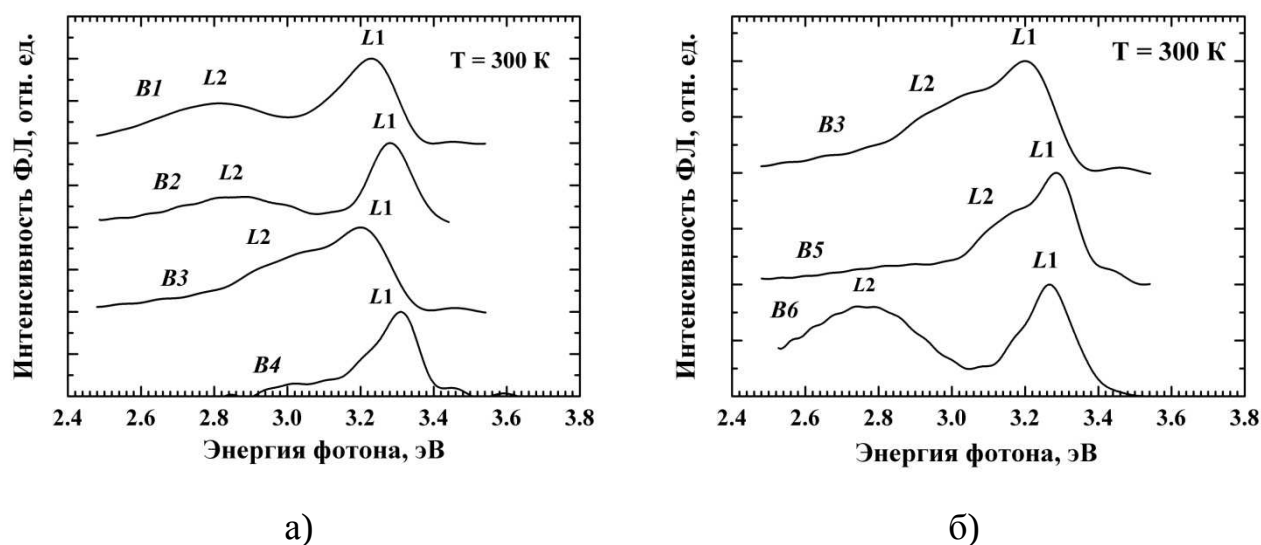


Рис. 3.14. Спектры фотолуминесценции а) образцов *B1* - *B4* и образцов б) *B3*, *B5* и *B6* [A3].

Для исследования стимулированного формирования In-обогащенных областей при осаждении нескольких слоев InGaN была исследована серия структур В3, В5 и В6, спектры ФЛ которых приведены на Рис. 3.14б. Уменьшение числа циклов субмонослойного осаждения InGaN с 4 в образце В3 до 2 в образцах В5 и В6 приводит к коротковолновому сдвигу линии излучения $L1$ за счет уменьшения толщины сплошного слоя InGaN. Коротковолновый сдвиг линии $L2$ (Рис. 3.14б), по-видимому, обусловлен уменьшением размеров и состава островков InGaN при уменьшении числа циклов осаждения. Увеличение толщины первого субмонослоя InGaN до 0.5 МС в образце В6 приводит к заметному увеличению интенсивности и длинноволновому сдвигу положения максимума ФЛ $L2$, что свидетельствует о том, что формирование островков InGaN сильно стимулируется осаждением первого субмонослоя InGaN. Дальнейшее осаждение верхних субмонослоев приводит к увеличению размеров островков за счет стимулированной фазовой сепарации. Положение максимума ФЛ $L1$ практически не зависит от увеличения эффективной толщины InGaN в первом цикле субмонослойного осаждения и связано с рекомбинацией носителей заряда в сплошном слое InGaN, формирующемся при четырех верхних циклах субмонослойного осаждения.

Таким образом, показано, что субмонослойный метод роста позволяет создавать локальные In-обогащенные области в активных областях гетероструктур на основе системы материалов InAlGaN методом ГФЭ МОС. Формирование In-обогащенных областей в слоях InGaN наблюдается даже при осаждении InGaN с эффективной толщиной менее одного монослоя. Установлено, что структурные свойства слоев InGaN, выращенных с помощью субмонослойного осаждения, определяются количеством и эффективной толщиной субмонослоев, а также барьерами между ними.

Глава 4. Применение гетероструктур на основе InAlN для распределенных брэгговских отражателей, светодиодов и транзисторов с высокой подвижностью электронов

4.1. Эпитаксиальный рост слоев InAlN на различных установках ГФЭ МОС

Для выращивания гетероструктур на основе InAlN необходимо получение слоев, обладающих высоким кристаллическим качеством. Выбор режимов роста слоев InAlN сильно затруднен принципиально различными оптимальными условиями роста алюминий- и индий-содержащих нитридов III группы, которые существенно зависят от типа реактора установки ГФЭ МОС, в котором производится эпитаксиальный рост.

Хорошо известно, что из-за малой энергии связи In-N, низкой реакционной способности и высокого равновесного давления индия и нестабильности InN в водородной атмосфере индий-содержащие нитриды необходимо выращивать при температуре от 700 до 900 °С, при высокой концентрации аммиака (>50 % по мольной доле), в безводородной атмосфере в диапазоне давлений в реакторе от 400 до 1000 мбар. В то же время при росте AlN оптимальной является атмосфера с высоким содержанием водорода, высокая температура >1100 °С, низкая концентрация аммиака (единицы процентов), давление в реакторе 100 мбар или ниже, что позволяет уменьшить скорость паразитных реакций в газовой фазе между аммиаком и триметилалюминием, приводящих к образованию AlN наночастиц [213].

Было проведено сравнение эпитаксиального роста InAlN и гетероструктур на его основе на следующих установках ГФЭ МОС. Установке с горизонтальным реактором небольшого объема 1×2” Epiquip VP-50 RP, установке с горизонтальным реактором большего объема 3×2” Dragon-125 и установке с планетарным реактором AIX2000 HT, предназначенным для роста 6 подложек размером 2”. Установки ГФЭ МОС с реакторами такого типа, в отличие от

вертикальных [178 - 182], наиболее пригодны для выращивания InAlN, поскольку позволяют уменьшить влияние паразитных реакций в газовой фазе за счет увеличения суммарного потока газа. При выращивании эпитаксиальных слоев GaN и AlN в качестве несущего газа использовался водород, при выращивании InAlN - азот, т.е. в процессе роста производилось последовательное переключение несущих газов.

Для нахождения оптимальных условий роста слоев InAlN была выращена серия структур, содержащих слои InAlN толщиной до 700 нм, выращенные на буферных слоях GaN на установке Epiquip VP-50 RP с небольшим реактором, в котором паразитные реакции между TMA и NH₃ практически пренебрежимы и не оказывают влияния на процесс роста. В Таблице 4.1 приведены температуры роста, значения общего давления в реакторе, потоки аммиака, азота, ТМИ и TMA [A13, 214]. Рост слоев InAlN проводился при температурах от 820 до 880 °C и давлениях в реакторе 100 - 200 мбар с использованием азота в качестве газа носителя и при различных концентрациях аммиака (20 - 60 %).

Таблица 4.1 Описание условий роста слоев InAlN на установке Epiquip VP-50 RP.

Образец	Давление (P), мбар	Поток NH ₃ , см ³ /мин	Поток N ₂ , см ³ /мин	Поток TMA, μmol/min	Поток ТМИ, μmol/min	T _{gr} , °C	x _{In} , %
Ер1	100	2500	8400	15.7	10.6	840	5+9*
Ер2	100	2500	4500	15.7	10.6	840	6+10*
Ер3	200	2500	4500	15.7	10.6	840	7
Ер4	200	2500	4500	15.7	18.6	840	12
Ер5	200	2500	4500	15.7	29.6	840	17
Ер6	200	6400	4500	15.7	10.6	840	5+10*

* - наблюдается фазовая сепарация с двумя характерными содержаниями индия

На Рис. 4.1 приведены кривые качания структур Ер1 - Ер6, полученные методом рентгеновской дифракции высокого разрешения [214]. В слоях InAlN в структурах Ер1 и Ер2, выращенных при одинаковом давлении 100 мбар и различных потоках азота, наблюдается сильная фазовая сепарация с образованием двух фаз с различным содержанием индия от 5 до 10 %. Увеличение давления до 200 мбар (структура Ер3) позволяет подавить фазовую сепарацию без изменения содержания индия. Увеличение потока ТМИ от 10.6 $\mu\text{mol/min}$ (структура Ер3) до 29.6 $\mu\text{mol/min}$ (структура Ер5) позволило увеличить мольную долю InN в слоях InAlN до 17 %, что необходимо для получения слоев согласованных по параметру решетки с GaN в плоскости эпитаксиального роста. С другой стороны увеличение потока NH_3 в атмосфере реактора до 6400 $\text{cm}^3/\text{мин}$ при давлении в реакторе 200 мбар (структура Ер6) снова привело к появлению фазовой сепарации.

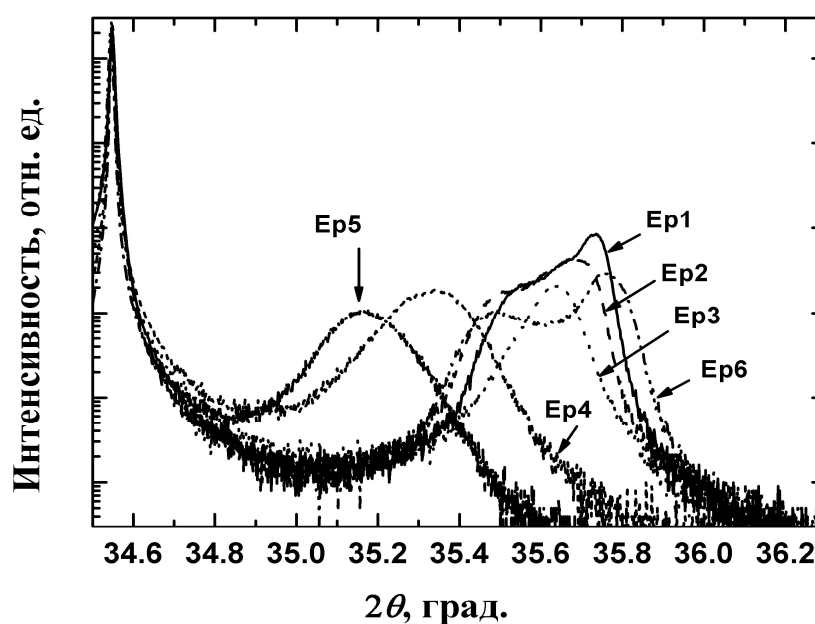


Рис. 4.1. Экспериментальные кривые качания, полученные методом РД высокого разрешения, образцов, содержащих слои InAlN, выращенные в различных условиях (Таблица 4.1) на установке Epiquip VP-50 RP [214].

Для детального изучения фазовой сепарации в InAlN было проведено исследование изменения структурных свойств в зависимости от толщины

решеточно-согласованных с GaN слоев $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$. На Рис. 4.2а и Рис. 4.2б приведены изображения, полученные методом растровой электронной микроскопии, поверхности и скола образцов, содержащих тонкий (70 нм) (Рис. 4.2а) и толстый (700 нм) слои $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$ (Рис. 4.2б). Образцы были выращены в одних и тех же условиях на сапфировых подложках в ориентации (0001) с буферным слоем GaN толщиной около 4 мкм на установке Epiquip VP-50 RP. Поверхность слоя $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$ толщиной 70 нм (Рис. 4.2а) более гладкая и фазового распада не наблюдается. Увеличение толщины слоя $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$ до 700 нм приводит к сильной морфологической трансформации поверхности, обусловленной фазовым распадом в слое InAlN. С другой стороны, из изображения скола толстого слоя $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$ (Рис. 4.2б) следует, что при росте первых 50 - 60 нм $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$ такой морфологической трансформации не наблюдается. Исходя из полученных результатов, можно сделать вывод, что для сохранения гладкой морфологии толщины слоев $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$ не должны превышать ~60 нм.

Таким образом, для роста слоев InAlN с содержанием индия от 7 до 17 % без фазовой сепарации на установке Epiquip VP-50 RP необходимо поддерживать давление в реакторе 200 мбар и использовать не слишком высокие потоки аммиака.

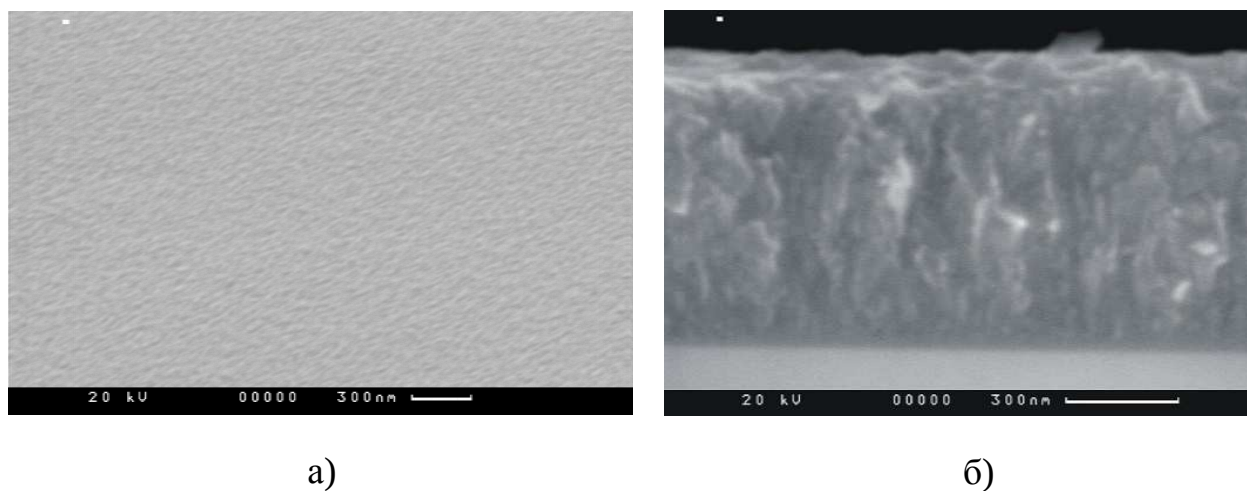


Рис. 4.2. Изображения, полученные методом растровой электронной микроскопии поверхности а) тонкого (70 нм) и скола б) толстого (700 нм) слоев InAlN [A7].

Использование оптимальных условий роста слоев InAlN, полученных в реакторе Epiquip VP-50 RP, не позволяют получать качественные слои InAlN в установке ГФЭ МОС AIX2000 HT. Это связано с тем, что в реакторе большего размера паразитные реакции между TMA и NH_3 из-за большого времени прохождения оказывают более существенное влияние на процесс эпитаксии, чем в реакторе Epiquip VP-50 RP, где эта проблема была решена увеличением суммарного потока газов через реактор. При росте слоев InAlN при давлении 200 мбар с использованием азота в качестве несущего газа необходима концентрация аммиака ~35 %, а суммарный расход газа через реактор не должен превышать 30 л/мин. Такого потока недостаточно для подавления паразитных реакций между TMA и NH_3 . С другой стороны, анализ характера протекания газа через реактор AIX2000 HT, выполненный с использованием коммерчески доступной программы CVDSim NE [215 - 217], показал, что при превышении суммарного массового расхода газа выше 30-35 г/мин в реакторе образуется мощный тороидальный вихрь (Рис. 4.3), находящийся над областью расположения подложек, и рост материала практически полностью останавливается.

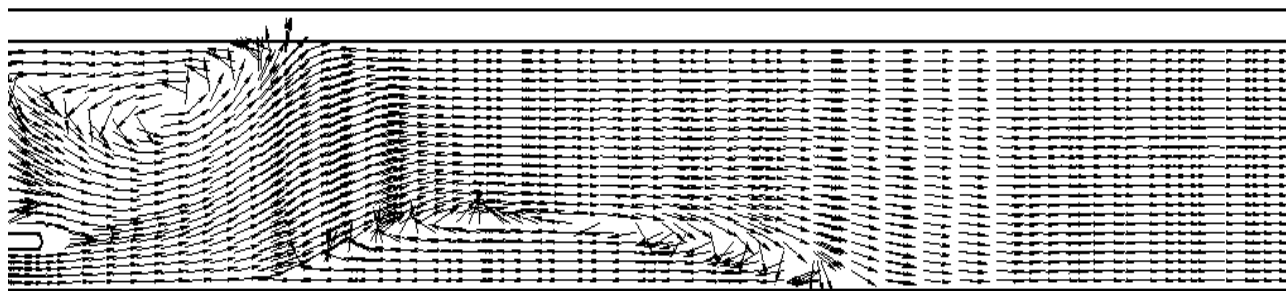


Рис. 4.3. Вихри в планетарном реакторе, образующиеся при неоптимальных условиях, радиальный разрез, газы протекают слева направо [215, 216].

Тем не менее, при более низком давлении равном 100 мбар в реакторе AIX2000 HT получение слоев InAlN возможно. В получаемых слоях InAlN, имеющих неоднородную структуру, наблюдается фазовый распад с образованием

областей с различным содержанием индия. Качество таких слоев не подходит для изготовления РБО и транзисторов с высокой подвижностью электронов на основе InAlN/AlN/GaN, но как будет показано далее этот эффект можно использовать для модификации свойств активной области светодиодов на основе квантовых ям InGaN/GaN.

Последняя часть эпитаксиальных экспериментов производилась на установке Dragon-125. Она имеет горизонтальный реактор с большим отношением ширины к высоте, что подавляет распространение влияния боковых стенок вглубь реактора. В сочетании с вращением подложкодержателя и однородным температурным полем, создаваемым профилированным спиральным индуктором, расположенным под подложкодержателем, эта установка демонстрирует высокую однородность и скорость эпитаксиального процесса [218]. В частности, при выращивании на подложке диаметром 100 мм среднеквадратичное отклонение скорости роста GaN составляет менее 1.5 %. Принципиальным преимуществом данного горизонтального реактора является стабильность характера протекания газа в широчайшем диапазоне потоков, давлений, и молекулярных масс. Это позволило при росте InAlN использовать найденные ранее для реактора Epiquip VP-50 RP оптимальные условия. В частности, рост производился при давлении 200 мбар. Значения потоков несущего и активных газов определялись прямым масштабированием соответствующих значений, оптимизированных для реактора Epiquip VP-50 RP.

4.2. Полупроводниковые распределенные брэгговские отражатели на основе InAlN/GaN

4.2.1. Свойства распределенных брэгговских отражателей InAlN/GaN с различным числом периодов

Как было показано в предыдущем разделе выращивание слоев InAlN решеточно-согласованных с GaN толщиной менее 60 нм не сопровождается началом фазовой сепарации в слоях. Расчетные зависимости коэффициента отражения от толщины слоя $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$ в РБО структуре на основе $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}/\text{GaN}$ при количестве периодов 47, 57 и 67 показывают, что использование слоев $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$ толщиной около ~60 нм достаточно для создания $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}/\text{GaN}$ РБО структур с высоким, более 95%, коэффициентом отражения во всем видимом диапазоне длин волн [A17, 215 - 217].

Для исследования влияния количества периодов слоев InAlN/GaN в РБО на спектры отражения (Рис. 4.4) были выращены образцы, содержащие 17, 37 и 57 пар слоев InAlN/GaN при $x \approx 0.17$, которые были выращены при оптимальных условиях, обеспечивающих планарность поверхности слоя InAlN. Коэффициент отражения в максимуме для данных образцов составляет 82, 96.6 и 99.5 % (Рис. 4.4), соответственно [A7, A17, 215 - 217].

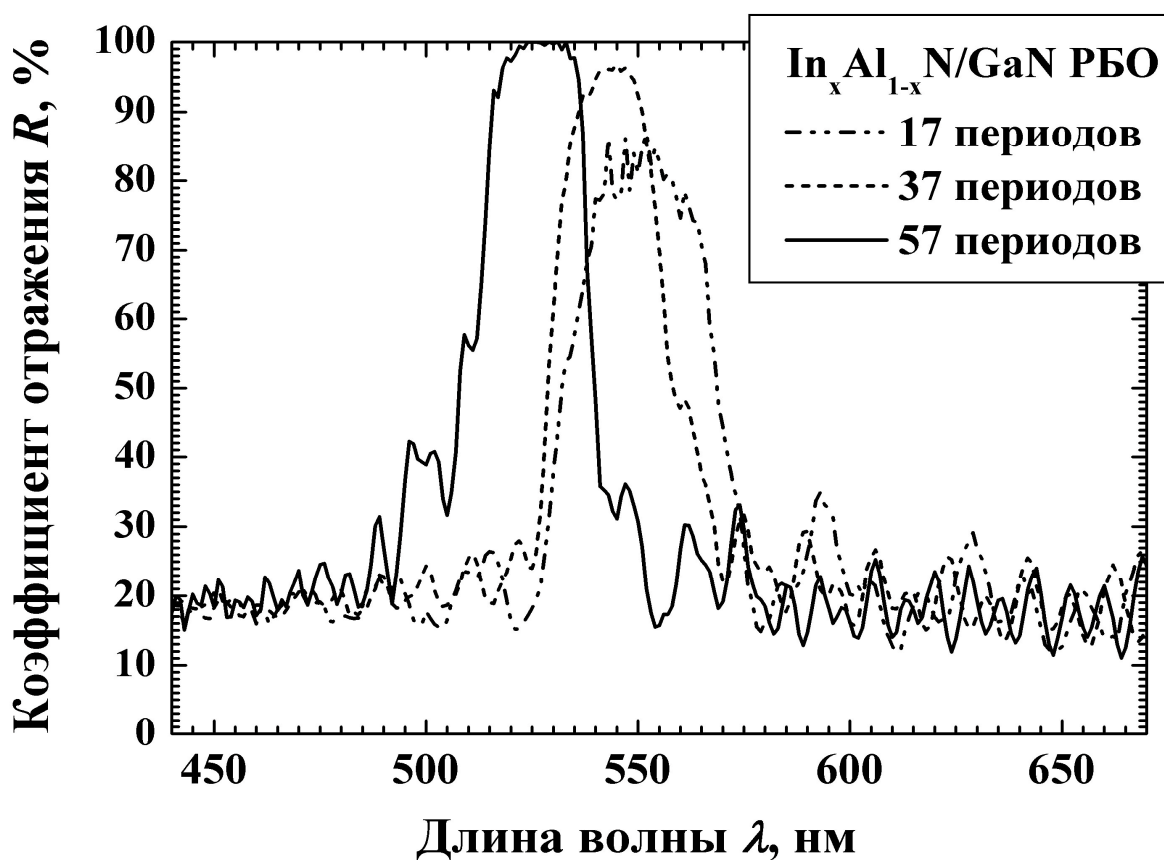


Рис. 4.4. Экспериментальные спектры отражения для образцов, которые содержат РБО с 17, 37 и 57 периодами слоев InAlN/GaN, соответственно [215 - 217].

Несмотря на то, что среднее содержание индия, полученное из анализа кривых качания, во всех этих образцах составляет около 17%, увеличение числа периодов приводит к появлению трещин в РБО структурах (Рис. 4.5а для 37 периодов, и Рис. 4.5б для 57 периодов) за счет механических напряжений.

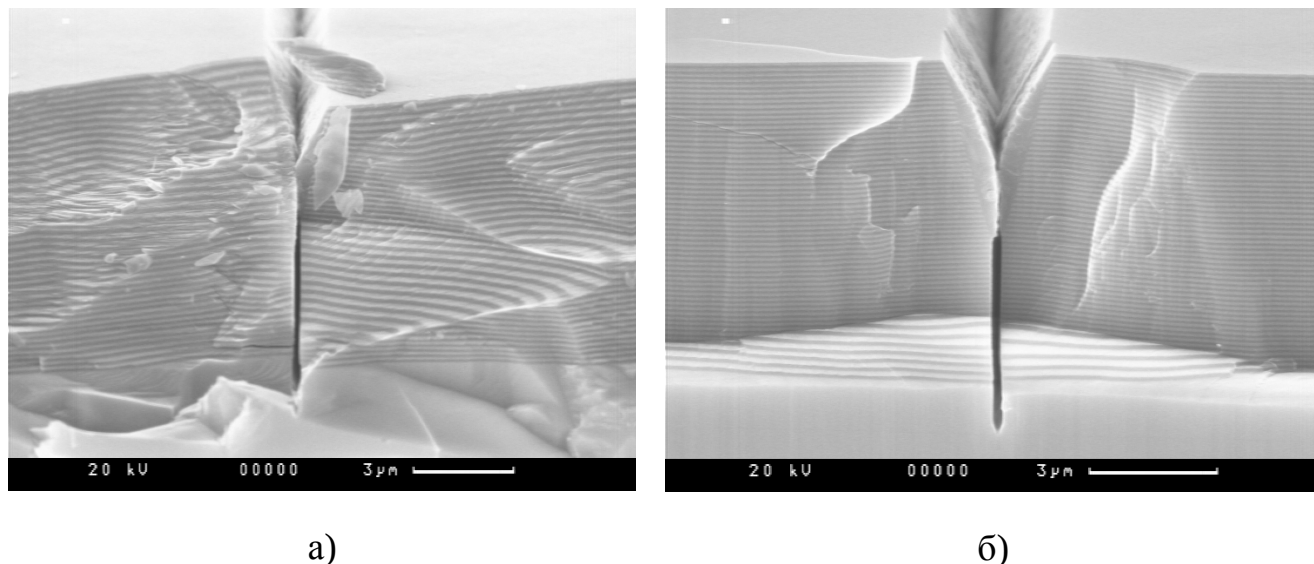
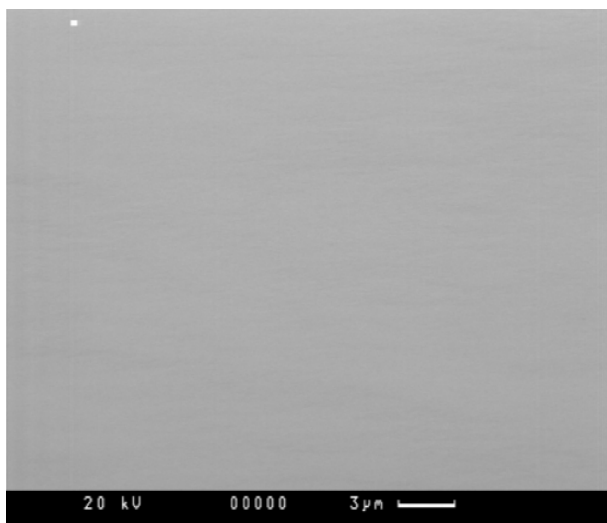


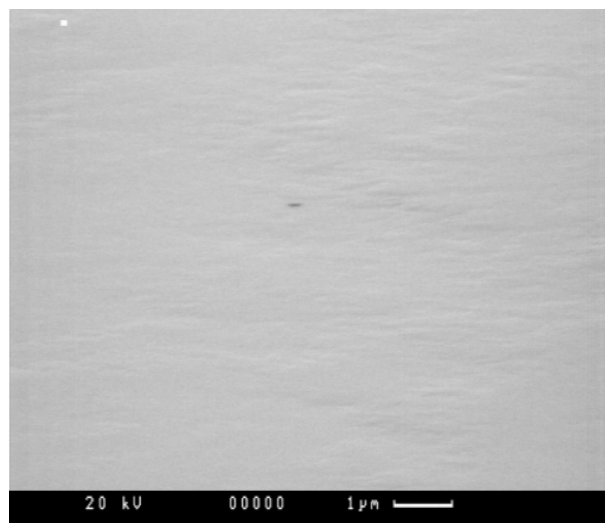
Рис. 4.5. Изображения РЭМ скола образцов с а) 37 и б) 57 периодами слоев в РБО InAlN/GaN [215 - 217].

Для исследования влияния технологических режимов роста на формирование трещин были проведены исследования структурных свойств РБО, в которых слои InAlN выращивались при различных потоках ТМИ, определяющих содержание индия в слоях InAlN.

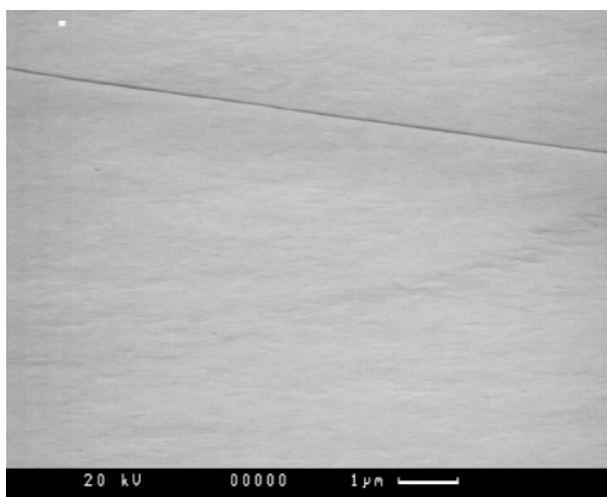
Изображения РЭМ поверхностей образцов, содержащих РБО с 37 периодами InAlN/GaN, выращенных при различных потоках ТМИ (Рис. 4.6) показали, что при малом потоке ТМИ (446 sccm) поверхность образца гладкая, но наблюдается формирование трещин (Рис. 4.6а). Увеличение потока ТМИ до 613 sccm приводит к тому, что поверхность образца становится волнообразной (Рис. 4.6в и г), что может быть связано с ростом механических напряжений при увеличении содержания индия, в результате чего появляются V-дефекты [64].



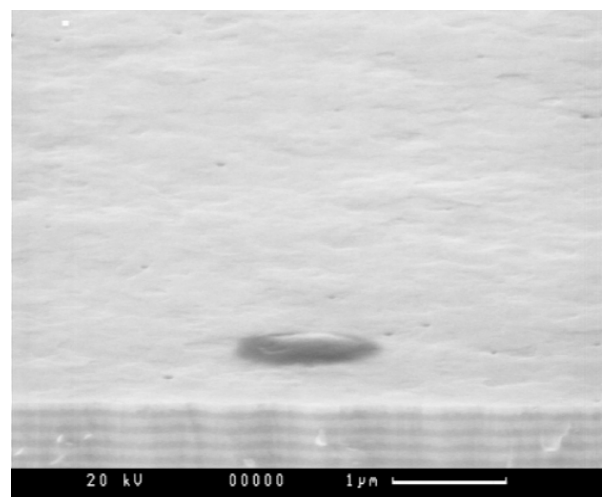
а)



б)



в)



г)

Рис. 4.6. Изображения, РЭМ поверхностей образцов, содержащих РБО с 37 периодами слоев InAlN/GaN, выращенных при различных потоках ТМИ, равных а) 446, б) 502, в) 558 и г) 613 сссм, соответственно [215 - 217].

Таким образом, уменьшение содержания In ниже оптимального значения приводит к формированию трещин при росте большого количества пар слоев. С другой стороны, увеличение содержания In выше оптимального вызывает увеличение числа дефектов и ухудшение качества поверхности. Ухудшение планарности поверхности приводит к уменьшению максимального коэффициента отражения, который для РБО, выращенного при потоке 446 sccm, составляет ~98%, а для РБО, выращенного при потоке 613 sccm, снижается до 87%. (Рис. 4.7).

Для реализации оптимальных условий роста InAlN/GaN РБО температура роста слоев InAlN была уменьшена до 820 °С, поток ТМИ составлял 446 sccm и температура роста слоя GaN была уменьшена до 1010 °С. Структура с 37 периодами InAlN/GaN демонстрирует отсутствие “волнистой” морфологии поверхности (Рис. 4.8а) и низкую плотность V-дефектов (Рис. 4.8б).

Для увеличения коэффициента отражения была выращена при тех же оптимальных условиях РБО структура, содержащая 57 периодов InAlN/GaN. Спектры отражения, снятые по площади образца по направлению потока газов (Рис. 4.8в), показывают, что такой РБО позволяет реализовать коэффициент отражения более 99% при изменении положения максимума спектров отражения в интервале от 460 до 610 нм.

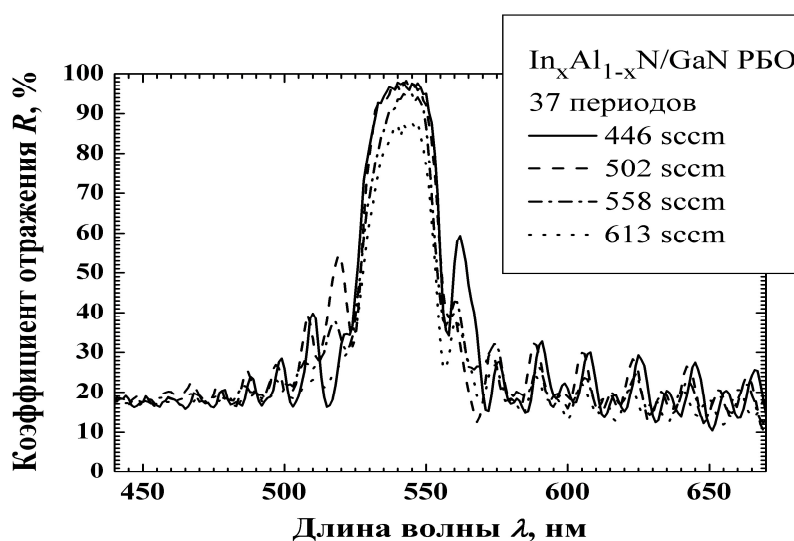


Рис. 4.7. Экспериментальные спектры отражения образцов, содержащих РБО с 37 периодами слоев InAlN/GaN, выращенных при различных потоках ТМИ, равных 446, 502, 558 и 613 sccm, соответственно [215 - 217].

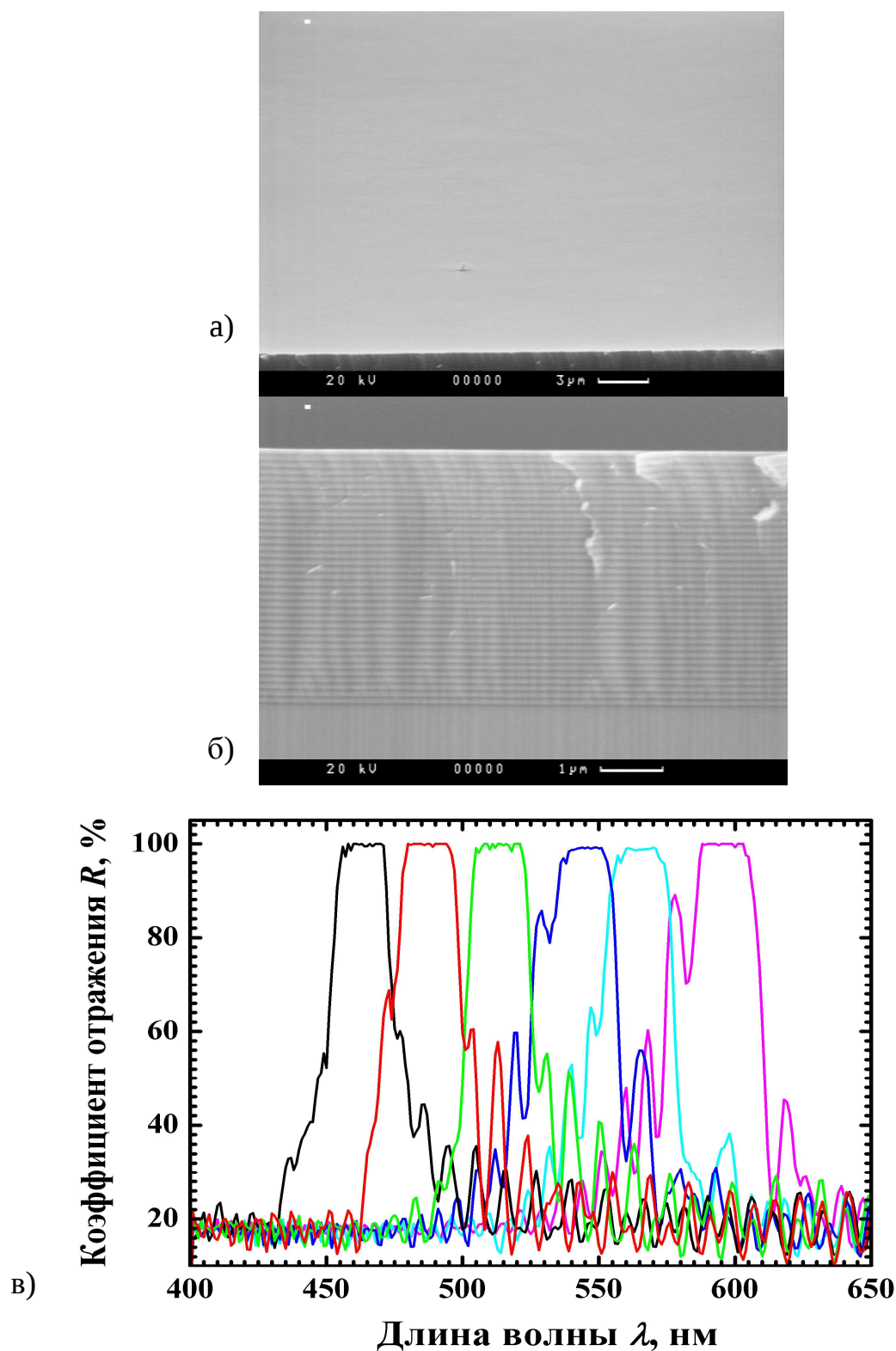


Рис. 4.8. Изображения, полученные методом растровой электронной микроскопии, а) поверхности и б) поперечного сечения образца, содержащего 37 периодов слоев РБО InAlN/GaN. в) Экспериментальные спектры отражения образцов, содержащих РБО с 57 периодами слоев InAlN/GaN, снятые в различных точках образца [A7, A17, 215 - 217].

Детальное исследование структурных свойств InAlN/GaN РБО и особенностей формирования дефектов в них было выполнено с помощью метода просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) высокого разрешения [212, А7]. Темнопольные изображения структуры РБО, содержащей 47 периодов (Рис. 4.9а), были получены методом ПЭМ высокого разрешения в режиме слабого пучка и обработаны методом анализа геометрической фазы [212] для выявления распределения деформации в слоях РБО. На изображениях ПЭМ, измеренных вдоль направления $g=[0002]$ (Рис. 4.9б), установлено отсутствие дислокаций винтового и смешанного типов, которые могут возникать в слоях InAlN/GaN. Из анализа этих изображений вдоль направления $g=[2\bar{1}\bar{1}0]$ (Рис. 4.9б) была определена плотность краевых дислокаций в слоях гетероструктуры, которая составляет около 10^{10} см^{-2} . Такое значение на порядок выше, чем плотность винтовых дислокаций в слое GaN, находящемся под областью РБО.

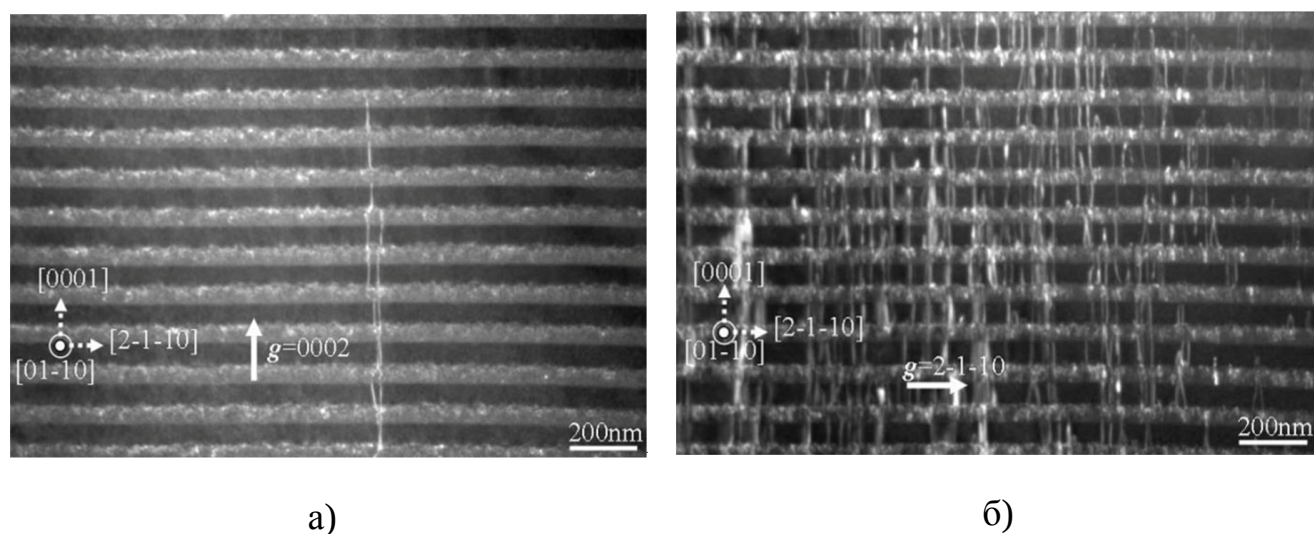


Рис. 4.9. Темнопольные изображения, полученные методом просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения в режиме слабого пучка, структуры, содержащей 47 периодов слоев РБО InAlN, измеренные вдоль направлений а) $g = [0002]$ и б) $g = [2\bar{1}\bar{1}0]$, соответственно [215, 216, 218].

Было установлено, что полупетли дислокаций, которые зарождаются в верхних частях слоев InAlN, образуют замкнутую дислокационную петлю либо в том же слое InAlN, либо в верхних слоях GaN и InAlN. При этом плотность таких дислокаций увеличивается по направлению к поверхности. Кроме того, изображения ПЭМ показали, что слои InAlN в РБО неоднородны. Верхний интерфейс между слоем InAlN и слоем GaN имеет шероховатую структуру, в то время как нижний интерфейс между слоем InAlN и нижним слоем GaN достаточно плоский. Это связано с полной планаризацией (сглаживанием) поверхности InAlN в течение осаждения последующего слоя GaN. Обработка методом анализа геометрической фазы изображений ПЭМ высокого разрешения, приведенных на Рис. 4.9а и б, позволила установить, что каждый слой InAlN в РБО состоит из нескольких областей, различающихся по своим свойствам. Нижняя часть слоя InAlN толщиной от 5 до 15 нм является двумерным эпитаксиальным слоем практически свободным от дефектов. Верхняя часть слоя InAlN состоит из трехмерных блоков, которые согласуются по постоянной решетки со слоем GaN.

Исследования распределения содержания индия в слоях InAlN показало, что оно в направлении роста неоднородно, т.е., область каждого слоя InAlN толщиной около 50 нм находится под действием деформации сжатия, которая связана с большим содержанием индия в слое и возрастает от первого до последнего слоя InAlN в структуре. Последние 2 - 3 нм каждого слоя InAlN находятся под действием деформации растяжения, которая связана с тем, что в верхней области слоев InAlN содержание индия достаточно мало и состав слоя близок к чистому AlN. Образование такого слоя AlN, видимо, происходит при повышении температуры роста к значениям необходимым для роста GaN, поэтому рост слоев GaN в РБО необходимо начинать при низкой температуре и повышать ее в дальнейшем.

4.2.2. Анализ оптических параметров распределенных брэгговских отражателей на основе InAlN/GaN

Для анализа оптических свойств распределенных брэгговских отражателей использовался метод расчета спектров отражения, основанный на методе матриц передачи [129 - 133], который позволяет получить спектры отражения, а также распределение электромагнитных полей в многослойных структурах [133].

Количественные оценки коэффициентов отражения, пропускания, а также распределения электромагнитных полей в многослойных структурах методом матриц передачи сводятся к расчету характеристической матрицы для многослойной структуры [129 - 133].

$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = [M_1] \dots [M_j] \dots [M_s] \begin{bmatrix} 1 \\ n_s \end{bmatrix} \quad (4.1)$$

где характеристическая матрица $[M_j]$ для j -го слоя имеет вид

$$[M_j] = \begin{bmatrix} \cos \delta_j & (i \sin \delta_j)/n_j \\ in_j \sin \delta_j & \cos \delta_j \end{bmatrix} \quad (4.2)$$

где δ_j - оптическая толщина j -го слоя:

$$\delta_j = \frac{2\pi n_j d_j \cos \theta}{\lambda} \quad (4.3)$$

n_j , d_j - показатель преломления и толщина j -го слоя, n_s - показатель преломления подложки, θ - угол падения светового пучка по отношению к нормали к поверхности. Дисперсионная зависимость коэффициента отражения

при нормальном падении света на многослойную структуру определяется следующим образом [133]:

$$R = \left(\frac{B - C}{B + C} \right) \left(\frac{B - C}{B + C} \right)^* \quad (4.4)$$

Численные расчеты по формулам (4.1 - 4.4) позволяют рассчитать коэффициенты отражения для любой многослойной структуры.

Однако для структур РБО существуют упрощенные выражения, которые позволяют приближенно рассчитать максимальный коэффициент отражения РБО при нормальном падении света на поверхность образца, пренебрегая поглощением, в следующем виде [130]:

$$R_{2p+1} = \left(\frac{1 - (n_H/n_L)^{2p} (n_H/n_i)(n_H/n_S)}{1 + (n_H/n_L)^{2p} (n_H/n_i)(n_H/n_S)} \right)^2 \quad (4.5)$$

где p - число периодов в РБО, показатели преломления n_H - слоя Н в РБО, n_L - слоя L в РБО, причем $n_H > n_L$; показатели преломления n_i - среды, из которой падает свет на структуру и n_S - подложки.

Выражение (4.5) справедливо только для РБО с нечетным числом четверть-волновых слоев [130], т.е. для структур типа HL...LN или LH...NL. Выражение (4.6) справедливо только для РБО с четным числом слоев, т.е. для структур типа HLHL...NL или LHLN...LN имеет вид:

$$R_{2p} = \left(\frac{1 - (n_H/n_L)^{2p} (n_S/n_i)}{1 + (n_H/n_L)^{2p} (n_S/n_i)} \right)^2 \quad (4.6)$$

Эти выражения справедливы только при падении луча по нормали к поверхности и не позволяют учесть изменения в толщине и составе слоев. Значения показателей преломления с учетом из дисперсионных зависимостей

(Таблица 1.1 и Рис. 1.8)) для GaN, Al_2O_3 , InAlN при $x_{\text{In}}=17\%$, InGaN при $x_{\text{In}}=4\%$, AlGaIn при $x_{\text{Al}}=12\%$, были выбраны равными 2.41, 1.78, 2.25, 2.45 и 2.31, соответственно [36].

Экспериментальные и расчетные спектры отражения образцов с 37 (Рис. 4.10а) и 57 (Рис. 4.10б) периодами РБО представлены на Рис. 4.10а и б. Для расчета спектров отражения толщины слоев InAlN и GaN были выбраны равными 57 нм, а толщина буферного слоя GaN – 4500 нм. Для образца с 37 периодами InAlN/GaN положение максимума спектра отражения составляет 549 нм, и коэффициент отражения в максимуме равен 99.4 %. Величины ширины на полувысоте спектра для образцов с 37 и 57 периодами InAlN/GaN равны 29 и 26 нм, соответственно, что свидетельствует о величине контраста показателя преломления слоев около 7.8 %. Отсутствие заметных осцилляций коэффициента отражения в максимуме и ярко выраженные осцилляции вне резонанса, особенно в коротковолновой части спектра, указывает на высокое качество слоев и границ раздела в РБО.

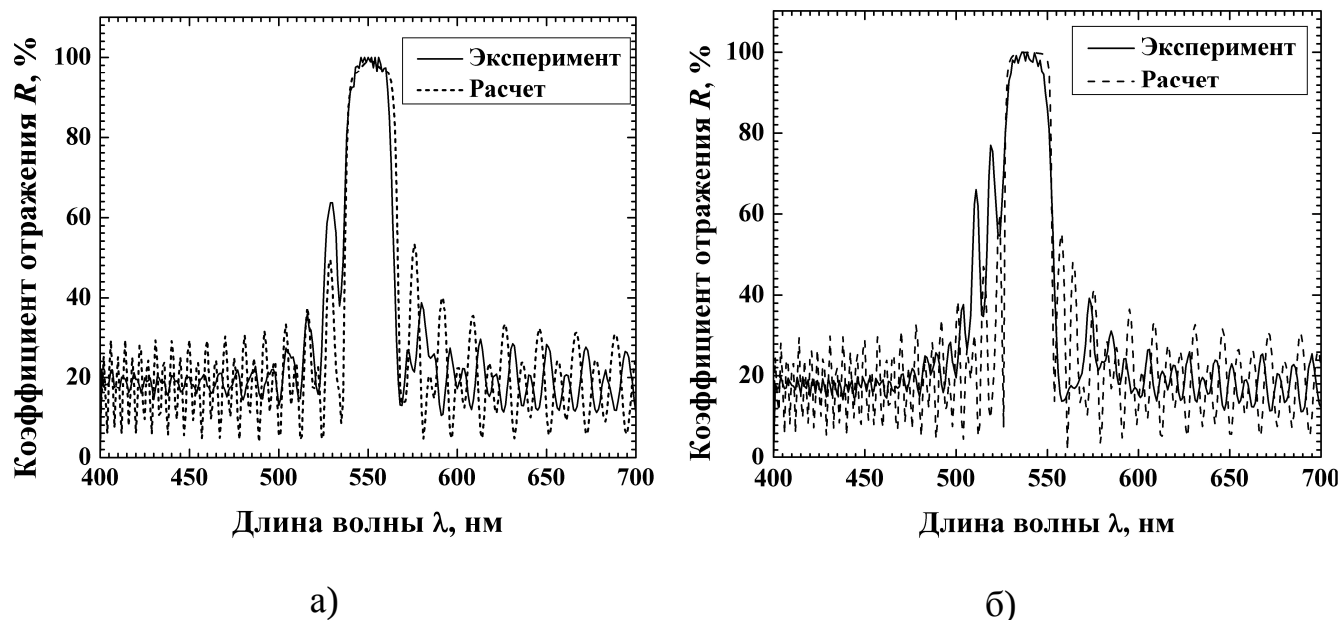


Рис. 4.10. Экспериментальные (сплошные линии) и расчетные (пунктирные линии) спектры отражения для РБО, содержащих а) 37 и б) 57 периодов слоев InAlN/GaN, соответственно [215 - 217, 219].

Расчетная и экспериментальная зависимости максимального коэффициента отражения от числа периодов слоев в РБО InAlN/GaN приведены на Рис. 4.11. В результате проведенных исследований впервые получены РБО на основе InAlN/GaN, которые обеспечивают максимум коэффициента отражения более 99 % в широком интервале длин волн от сине-зеленого (460 нм) до красного (610 нм) диапазонов, перекрывая весь видимый диапазон длин волн.

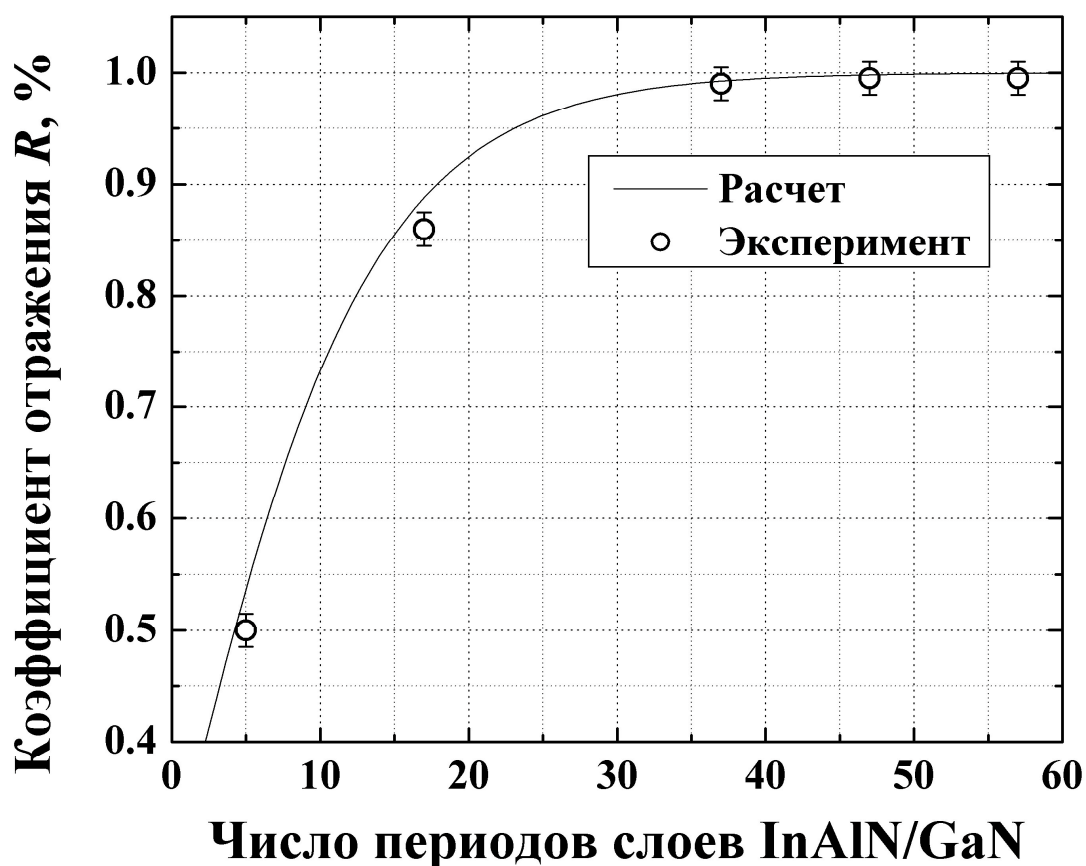
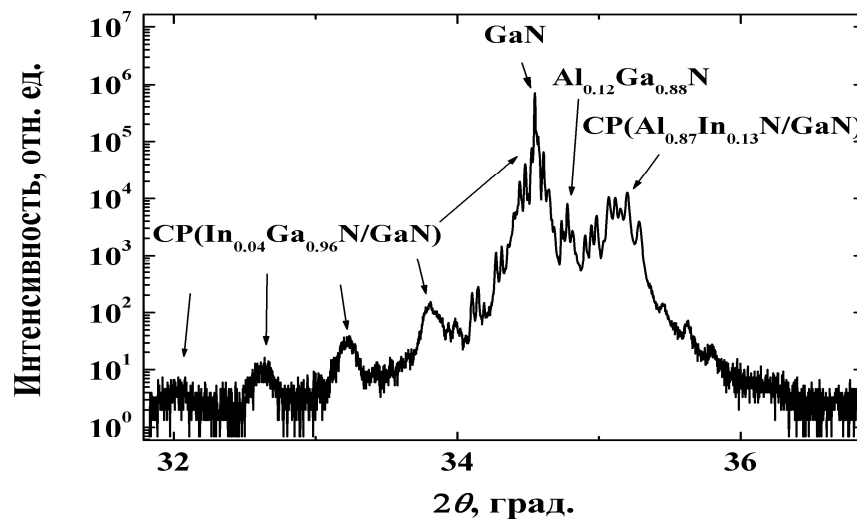


Рис. 4.11. Экспериментальные (сплошные линии) и расчетные (пунктирные линии) спектры отражения для РБО, содержащего а) 37 и б) 57 периодов слоев InAlN/GaN, соответственно. в) Зависимость максимального коэффициента отражения от числа периодов InAlN/GaN РБО в исследуемых структурах [215 - 217].

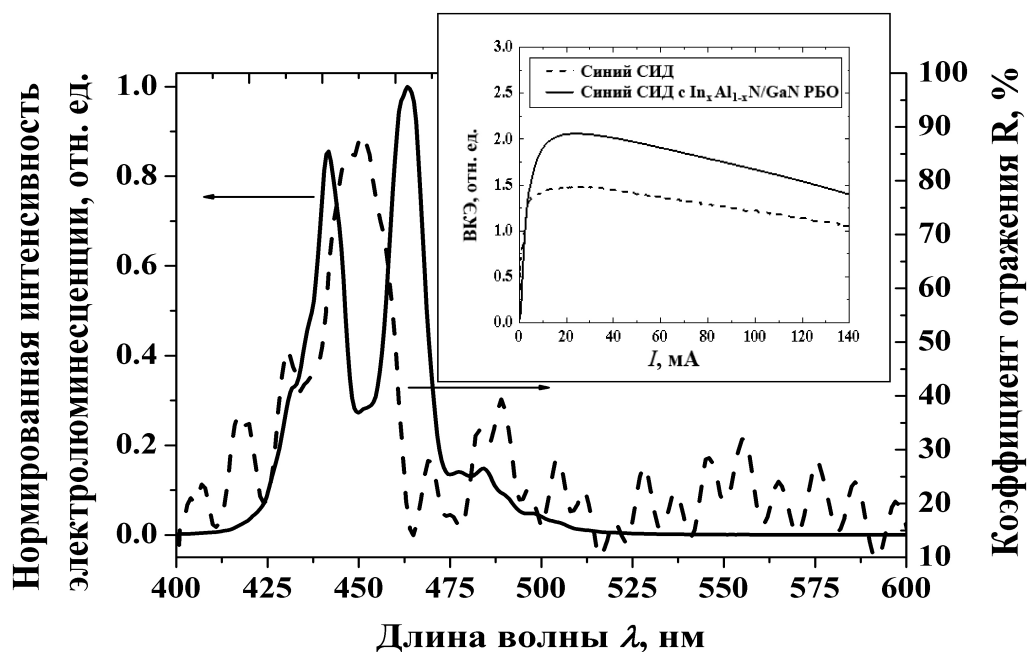
4.2.3. Светоизлучающие диоды с распределенными брэгговскими отражателями на основе InAlN/GaN

Для исследования влияния InAlN/GaN РБО на свойства светодиодных структур было проведено сравнение свойств двух светодиодных структур синего диапазона выращенных с и без РБО. Светодиодная структура синего диапазона с РБО содержала активную область, состоящую из 5 слоев InGaN толщиной 3 нм, разделенных барьерами GaN толщиной 8 нм. Активная область была осаждена на 17-ти периодный РБО $\text{In}_{0.83}\text{Al}_{0.17}\text{N}/\text{GaN}$, легированный Si. РБО InAlN/GaN, легированные кремнием, имеют проводимость $\sim 60 (\text{Ом}\times\text{см})^{-1}$, с концентрацией электронов около $2\text{-}3\times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и дрейфовой подвижностью 100 - 130 $\text{см}^2/(\text{В}\times\text{с})$, что подходит для создания светоизлучающих диодов. В светодиодной структуре без РБО вместо РБО был осажден слой GaN:Si той же толщины.

На кривой качания, полученной методом рентгеновской дифракции высокого разрешения активной области InGaN/GaN светодиода с InAlN/GaN РБО, приведенной на Рис. 4.12а, отчетливо видны дифракционные максимумы рефлексов до 4-го порядка, что свидетельствует о высоком качестве слоев светодиодной структуры с РБО. На Рис. 4.12б приведены спектр электролюминесценции при токе 100 мА и спектр отражения светодиодной гетероструктуры, содержащей РБО с 17 периодами InAlN/GaN. Сравнение зависимостей внешней квантовой эффективности излучения, приведенных на вставке Рис. 4.12б, показывает, что эффективность излучения светодиодной структуры с РБО выше, чем в структуре без РБО. Полученный результат свидетельствует, во-первых, о том, что дефекты, образующиеся при росте РБО, не проникают в активную область и, во-вторых, использование РБО может улучшить вывод света из гетероструктуры.



а)



б)

Рис. 4.12. а) Экспериментальная кривая качания, полученная методом рентгеновской дифракции высокого разрешения. б) Спектр электролюминесценции при токе 100 мА и спектр отражения светодиодной InGaN/GaN гетероструктуры синего диапазона, с РБО с 17 периодами InAlN/GaN. На вставке приведены зависимости внешней квантовой эффективности от тока светодиодных структур синего диапазона без РБО (штриховая линия) и, содержащей под активной областью на основе InGaN/GaN 17 периодов РБО $\text{In}_{0.83}\text{Al}_{0.17}\text{N/GaN}$ (сплошная линия) [217].

4.3. Светодиодные композитные гетероструктуры на основе InGaN/GaN/InAlN

4.3.1. Формирование и структурные свойства композитных гетероструктур InGaN/GaN/InAlN

Как было показано выше, рост слоев InAlN возможен не только в двумерном режиме роста, но и в режиме, в котором эффект фазовой сепарации силен, что приводит к островковому росту InAlN. Такие условия роста могут быть использованы для создания композитных InAlN/InGaN гетероструктур, в которых островки, формирующиеся в слое InAlN, могут быть использованы для стимулирования фазового распада в InGaN. Аналогичный способ формирования островков (КТ) был ранее исследован для системы материалов InGaAlAs/GaAs в работе [220], в которой были исследованы КТ InAs, осажденные поверх широкозонных КТ InAlAs.

Для исследования фазовой сепарации в слоях $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$ методом атомно-силовой микроскопии были выращены структуры, содержащие слои $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$ различной толщины, осажденные на буферном слое GaN [A8]. Для изучения оптических свойств были выращены гетероструктуры, содержащие активную область InGaN/GaN/InAlN, состоящую из «слоя» $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$, барьера GaN толщиной 6 нм, квантоворазмерного слоя InGaN толщиной 3 нм и слоя GaN толщиной 15 нм. Номинальные толщины осажденного $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$ в различных структурах изменялись в диапазоне от 2 до 18 нм. Сверху активной области были осаждены слой $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}$, имеющий толщину 15 нм, и слой GaN толщиной 40 нм, аналогично светодиодным гетероструктурам.

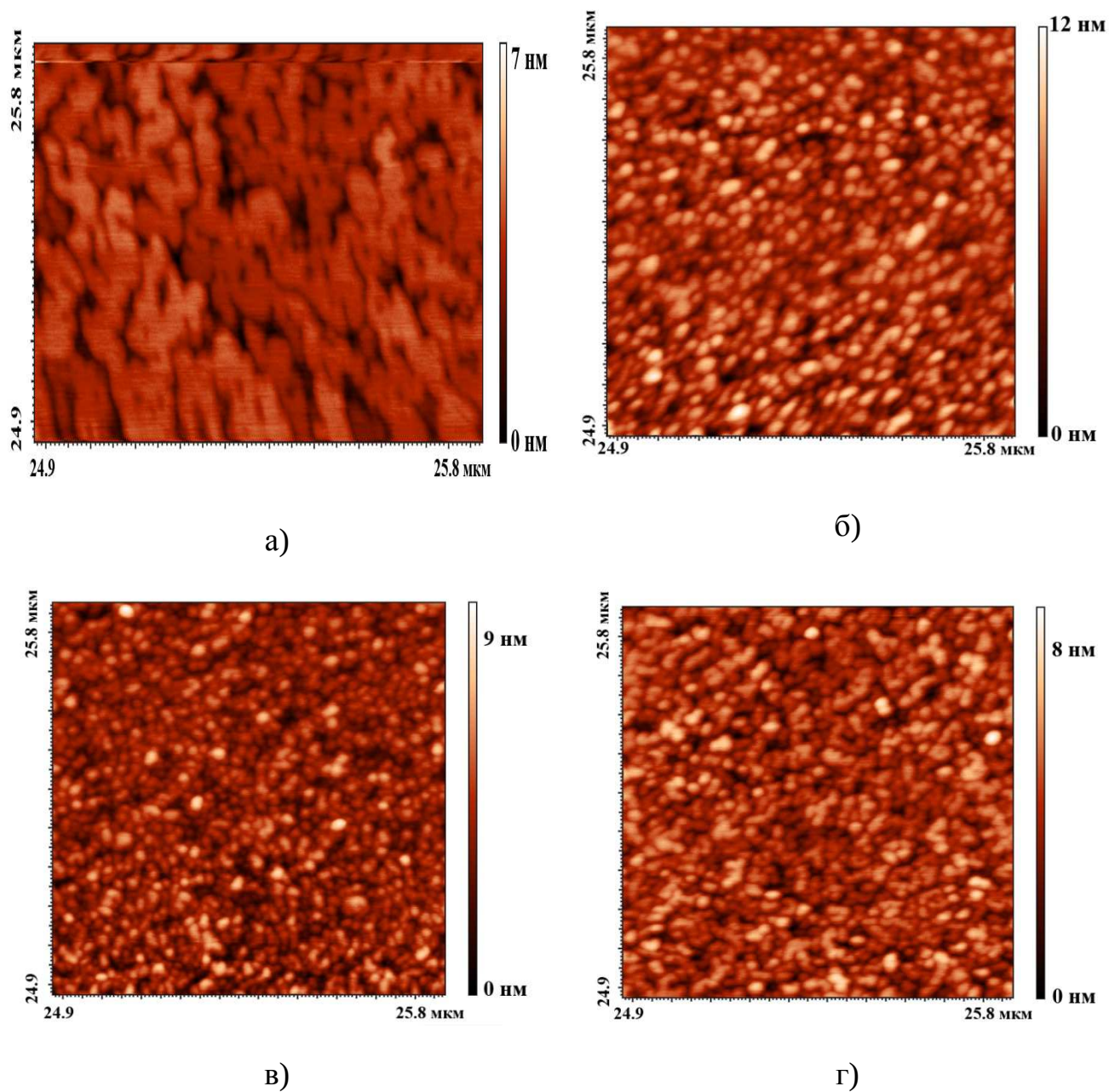


Рис. 4.13. Изображения, полученные методом атомно-силовой микроскопии, размером 800x800 нм слоев InAlN, имеющих толщину а) 4 нм, б) 9 нм и в) 18 нм и зарощенных 2 нм GaN. г) АСМ изображение слоя InAlN толщиной 4 нм, зарощенного 6 нм GaN [A8].

На Рис. 4.13 приведены изображения АСМ слоев $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$ разной толщины, которые были выращены в условиях, обеспечивающих сильную фазовую сепарацию, при давлении 200 мбар и высоких потоках аммиака 6250 $\text{см}^3/\text{мин}$ (Таблица 4.1). В результате, на поверхности этих структур наблюдается формирование островков. Латеральные размеры островков во всех структурах составляют от 20 до 30 нм, а высота и плотность островков зависят от толщины слоя InAlN . Для структуры с 4 нм слоем $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$ (Рис. 4.13а) высота островков находится в диапазоне от 1 до 2 нм и их плотность составляет $\sim 8 \times 10^9 \text{ см}^{-2}$. В структурах со слоем $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$ толщиной 9 (Рис. 4.13б) и 18 нм (Рис. 4.13в) наблюдается увеличение плотности островков до $\sim 7-8 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ при высоте островков 2 - 4 нм. В структуре (Рис. 4.13г), содержащей слой $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$ толщиной 4 нм, зарощенного поверхностным слоем GaN толщиной 6 нм, формирование островков происходит аналогичным образом [215, 221, А8].

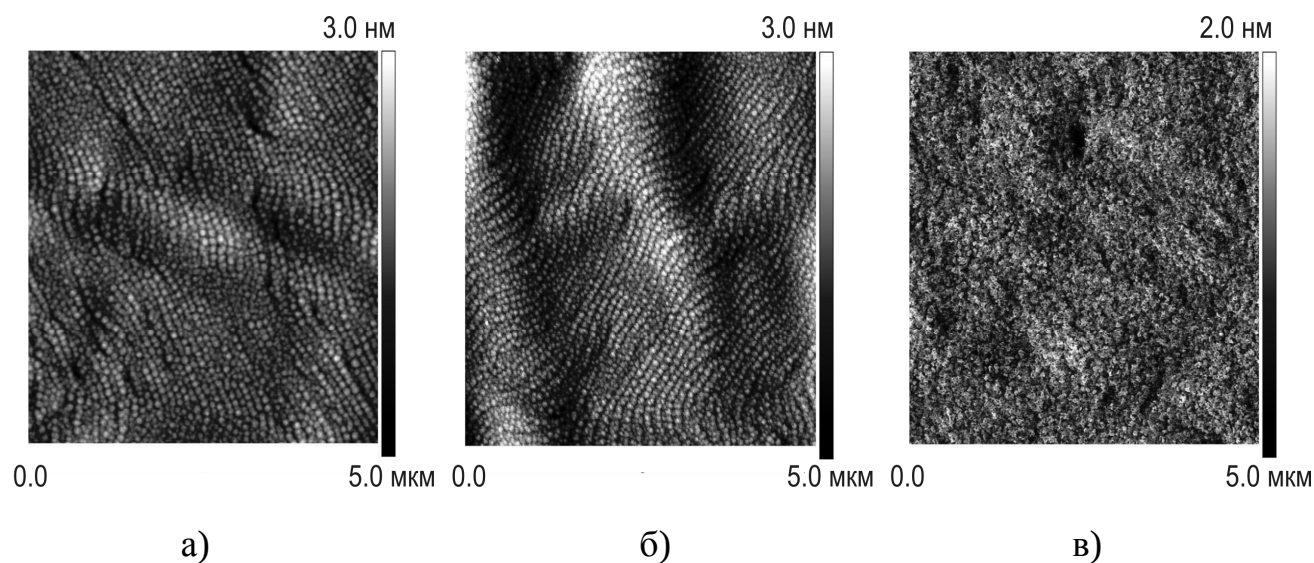


Рис. 4.14. а) Изображения атомно-силовой микроскопии слоев InAlN толщиной 20 нм, выращенных без прерываний роста, б) с четырьмя прерываниями роста длительностью 16 сек и потоком водорода 200 $\text{см}^3/\text{сек}$ и в) с четырьмя прерываниями длительностью 48 сек и потоком водорода 200 $\text{см}^3/\text{сек}$ [А4].

Для изучения способов контроля структурных параметров островков InAlN было исследовано влияние прерываний в водород-содержащей атмосфере при

росте слоев InAlN. На Рис. 4.14а приведено изображение АСМ образца с незарощенным слоем InAlN толщиной 20 нм, выращенным без прерываний роста, на котором видно образование плотного массива островков с латеральными размерами 40 - 80 нм и плотностью $\sim 9-11 \times 10^9 \text{ см}^{-2}$ (Рис. 4.14а). В образце, содержащем слой InAlN толщиной 20 нм, в процессе роста которого были проведены четыре прерывания роста через равные промежутки времени длительностью 16 сек при потоке водорода $200 \text{ см}^3/\text{сек}$ (Рис. 4.14б), наблюдается уменьшение размеров островков при сохранении их плотности. Увеличение длительности прерываний до 48 сек. (Рис. 4.14в) приводит к исчезновению островков InAlN [A4].

Для изучения эффекта стимулированного формирования островков в композитных гетероструктурах InGaN/GaN/InAlN была выращенна серия образцов с различными толщинами слоя InAlN, которая была исследована методом ПЭМ высокого разрешения. На Рис. 4.15 приведены результаты обработки изображений ПЭМ с помощью метода анализа геометрических фаз [212], что позволило получить двумерное распределение деформации в напряженных слоях гетероструктуры относительно недеформированной матрицы GaN, а также рассчитать, используя закон Вегарда, распределение индия и алюминия в слоях гетероструктуры. Эффект частичной упругой релаксации напряжений в тонкой ПЭМ пленке учитывался с помощью моделирования методом конечных элементов [222].

Плотность дислокаций, измеренная по темнопольным изображениям ПЭМ, полученным в режиме слабого пучка с использованием критериев видимости дислокаций при соответствующих дифракционных векторах [223], определяется плотностью прорастающих дислокаций во всей структуре, которая составляет $7-8 \times 10^8 \text{ см}^{-2}$, и плотностью дополнительных дислокаций, связанных с ростом активной области. Дополнительные дислокации отсутствовали в InGaN/GaN/InAlN области только для образца с толщиной InAlN слоя равной 2 нм (Рис. 4.15а).

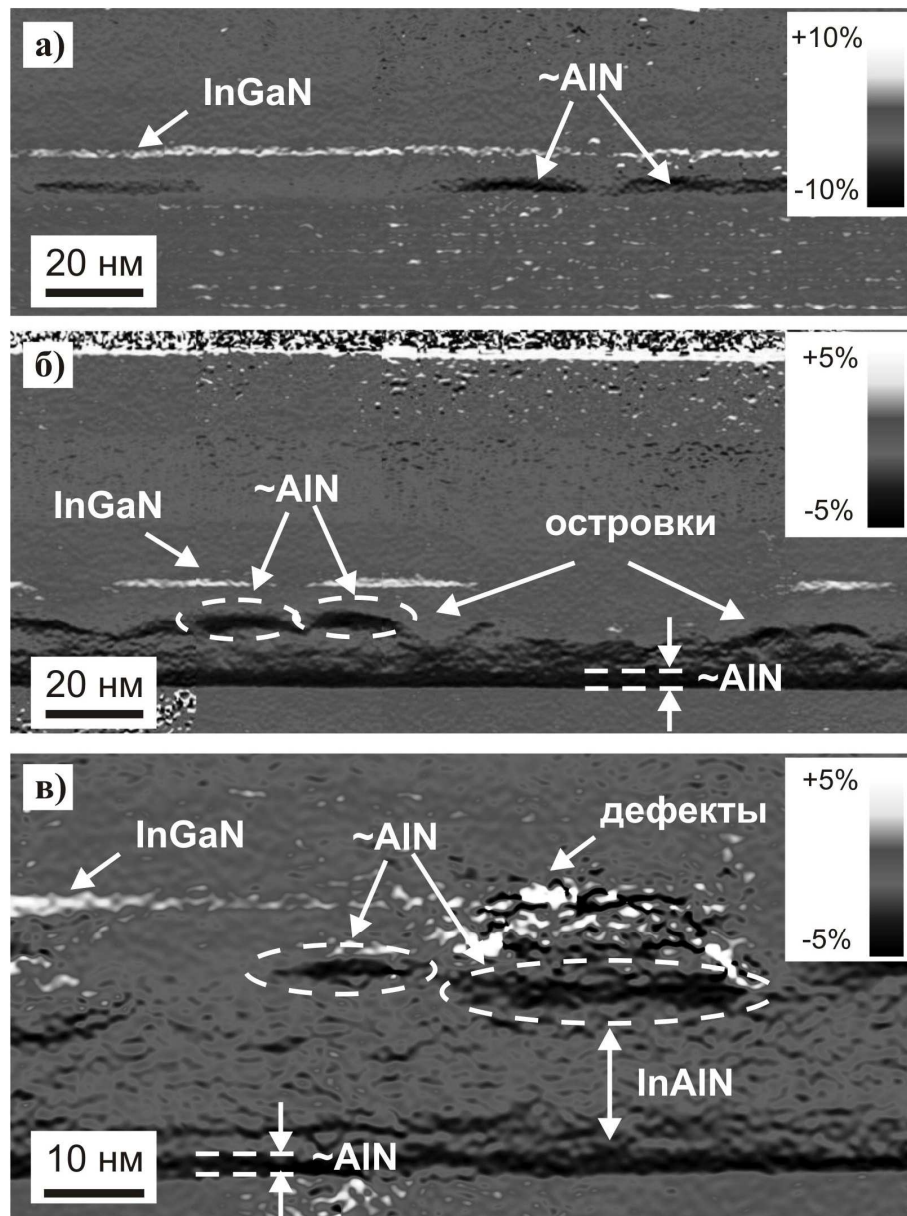
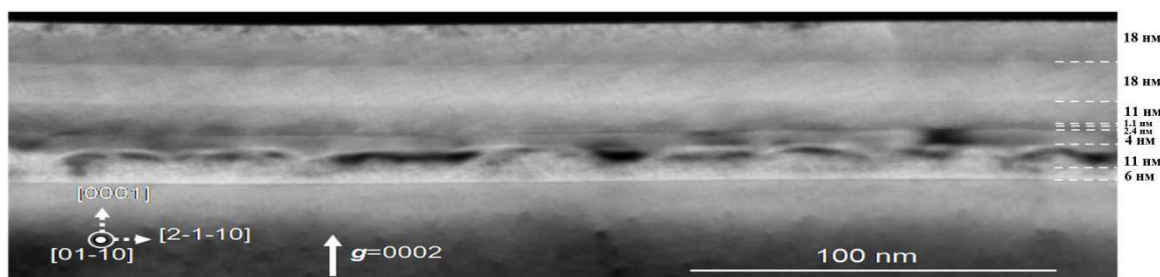


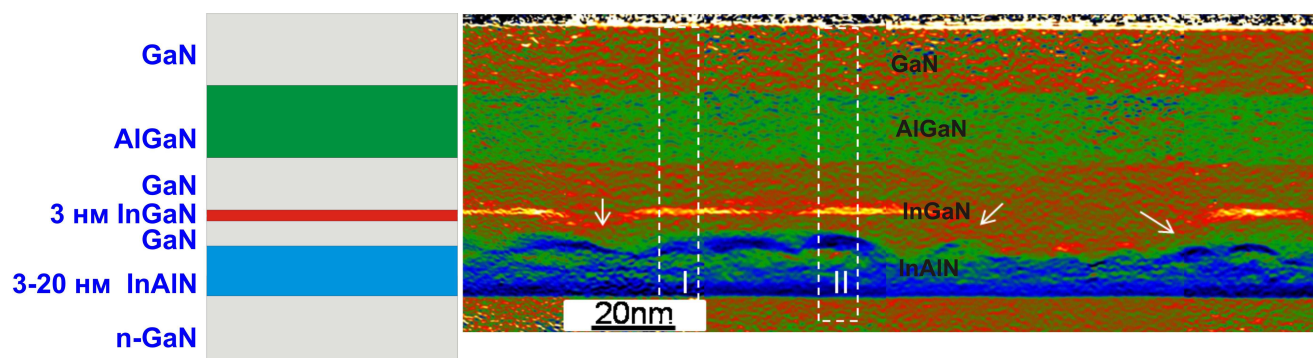
Рис. 4.15. Изображения распределения деформации в вертикальном направлении относительно недеформированной решетки GaN, полученные с помощью метода анализа геометрических фаз изображений ПЭМ высокого разрешения в композитных гетероструктурах InAlN/GaN/InGaN с толщинами слоев InAlN а) 2 нм, б) 9 нм, в) 18 нм. Толщины слоев GaN и InGaN во всех структурах составляли 6 нм и 3 нм, соответственно [A4, A17].

В образцах с толщиной слоя InAlN равной 9 (Рис. 4.15б) и 18 нм (Рис. 4.15в) наблюдалось формирование дополнительных краевых дислокаций с плотностью $7-8 \times 10^8 \text{ см}^{-2}$ и $1-2 \times 10^9 \text{ см}^{-2}$, соответственно. Наличие дополнительных краевых дислокаций подтверждает частичную пластическую релаксацию напряжений в активной области. В образце, в котором осаждался слой InAlN с толщиной равной 2 нм (Рис. 4.15а), наблюдается формирование изолированных островков с составом, близким к AlN, имеющими высоту ~ 3 нм и латеральные размеры 25-30 нм, что хорошо совпадает с данными АСМ. Таким образом, при осаждении тонкого слоя InAlN вследствие фазового распада InAlN и из-за значительных упругих напряжений вхождения индия в этот слой не происходит. В слое InGaN распада на островки, стимулированного островками AlN, не выявлено, хотя слой InGaN является неоднородным по составу, и в нем наблюдается формирование In-обогащенных островков с максимальным содержанием индия около 42 % при среднем содержании в слое ~ 18 %.

Увеличение толщины слоя InAlN до 9 нм приводит к значительному изменению структурных свойств композитной InGaN/GaN/InAlN гетероструктуры (Рис. 4.15б и Рис. 4.16а). Слой InAlN с номинальной толщиной осаждения 9 нм имеет островковую структуру, локально достигает максимальной толщины 17 нм и состоит из трех областей, различающихся по морфологии и распределению In и Al в направлении роста [A4, A17].



а)



б)

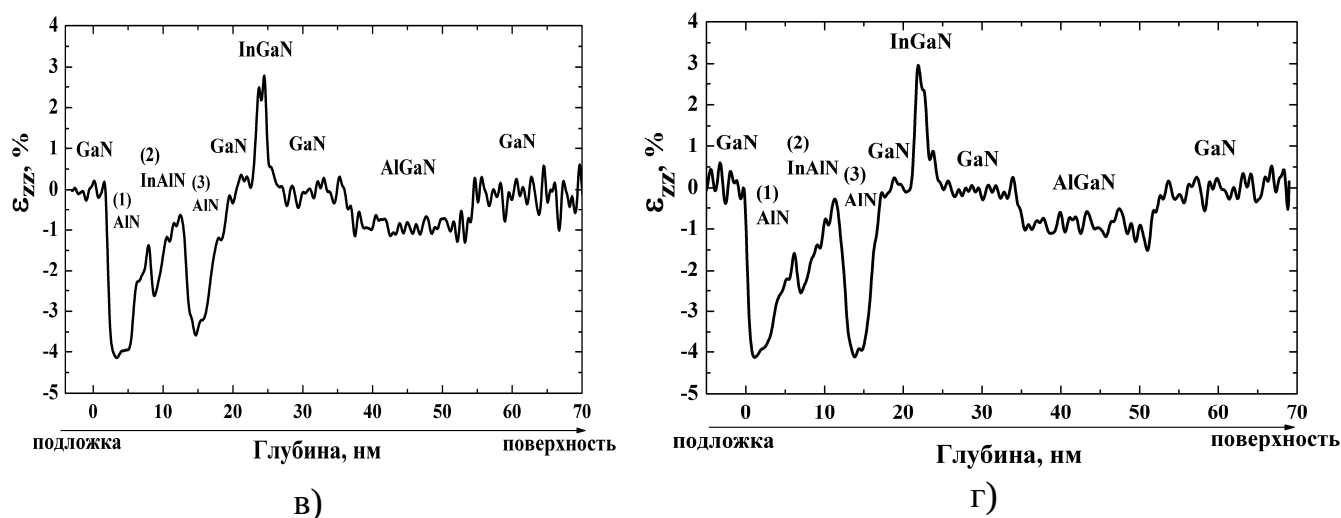


Рис. 4.16. а) Темнопольное ПЭМ изображение поперечного сечения, полученное вдоль направления $[0002]$ и б) изображение распределения деформации вдоль направления роста относительно недеформированной матрицы GaN образца, активная область которого содержит слой InAlN толщиной 9 нм, барьер GaN толщиной 6 нм и слой InGaIn толщиной 3 нм. Стрелками отмечены GaN островки, зарощенные InGaIn слоем с малым содержанием индия. Профили изменения упругих напряжений по отношению к GaN, полученные вдоль направления $[0001]$ и усредненные на 7 нм вдоль плоскости интерфейсов в областях усреднения в) I и г) II [A8, A14].

Слой 1, обозначенный на Рис. 4.16в и Рис. 4.16г как (1) AlN, является непрерывным двумерным $\text{In}_{0.02}\text{Al}_{0.98}\text{N}$ слоем толщиной ~ 4 нм с достаточно резкими границами и постоянным составом по толщине. Слой InAlN, обозначенный на Рис. 4.16в как (2), также является двумерным, но с неоднородным распределением In (и Al) по толщине, и состоит из двух частей [A8]. Первая часть слоя 2, начинающаяся на интерфейсе с нижним $\text{In}_{0.02}\text{Al}_{0.98}\text{N}$ слоем, имеет эффективную толщину ~ 2.5 нм. Концентрация атомов In в ней в направлении роста увеличивается в диапазоне от 2 до 17%. Вторая часть InAlN слоя 2 имеет толщину 5.5 нм. На интерфейсе между первой и второй частями слоя 2 содержание In сначала падает до 10 %, а затем увеличивается в направлении роста до 22%. Слой 3 (Рис. 4.16в и г) представляет собой массив трехмерных островков, имеющих форму усеченной пирамиды с плоскими гранями, высотой от 4 до 5 нм и с размером основания ~ 20 -30 нм. Содержание In в островках InAlN изменяется в диапазоне 2 - 5% и постоянно по толщине островка. Заращивание слоя 3 тонким слоем GaN с последующим осаждением InGaN слоя приводит к тому, что InGaN формируется в виде массива изолированных островков InGaN, имеющих средний латеральный размер ~ 30 нм, и высоту - 2.2 нм (Рис. 4.16а и б). Среднее расстояние между островками составляет ~ 10 нм, при этом среднее содержание In в них - около 20-22 %. Как показано на Рис. 4.16б, в такой структуре InGaN КТ формируются непосредственно над поверхностью слоя 3 островков InAlN. Дальнейшее увеличение толщины слоя InAlN до 18 нм (Рис. 4.15в) приводит к увеличению размеров островков InAlN [A14].

Таким образом, проведенные исследования показали, что рост InAlN начинается с образования сплошного слоя AlN толщиной несколько нанометров (2 - 4 нм), который затем трансформируется в массив островков InAlN, которые имеют сложную структуру и представляют собой последовательность областей AlN-InAlN-AlN. Из изображения ПЭМ образца со слоем InAlN толщиной 9 нм (Рис. 4.15б) видна непосредственная корреляция между наличием высоких InAlN островков и последующим формированием слоя, состоящего из InGaN островков над ними [A4, A8, A17].

Для анализа этого эффекта были проведены исследования гетероструктуры, в которой слой GaN между слоями InGaN и InAlN отсутствовал, а слой InGaN осаждался непосредственно на островки InAlN. Из изображения поля вертикальной деформации вдоль оси роста для этого образца (Рис. 4.17) видно, что образование островка InGaN происходит преимущественно на поверхности InAlN островка и на его боковой грани (Рис. 4.17) [A4].

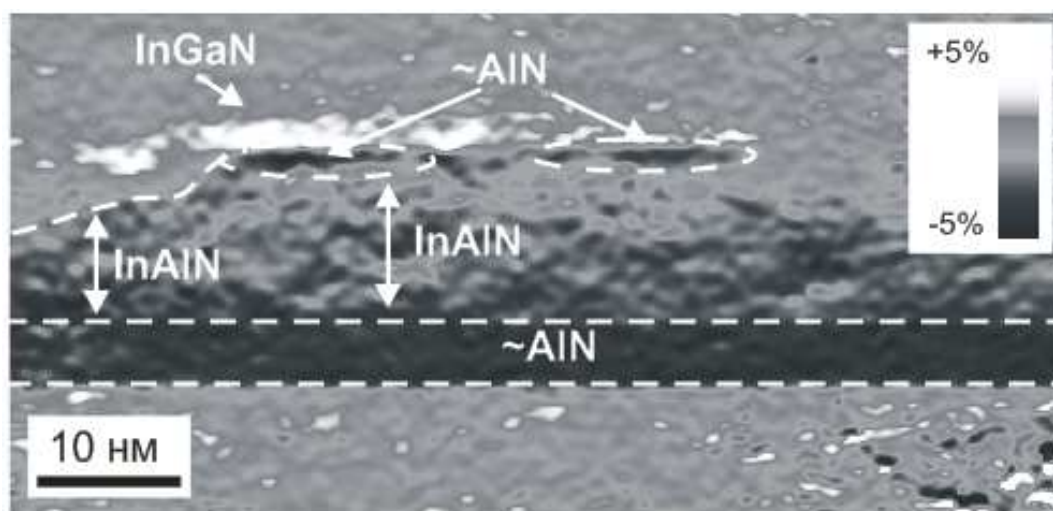


Рис. 4.17. Изображение распределения деформации в вертикальном направлении относительно недеформированной решетки GaN, полученное с помощью метода анализа геометрических фаз изображения ПЭМ высокого разрешения в композитной гетероструктуре InAlN/InGaN с толщиной слоя InAlN 18 нм и толщиной слоя InGaN 3 нм [A4].

Наличие данного эффекта позволяет предположить, что сложное распределение содержания индия и упругая и частично пластическая латеральная релаксация напряжений внутри InAlN островка приводит к локальному изменению параметра решетки непосредственно над островком. Это, в свою очередь, вызывает локально неоднородное в пределах поверхностной области островка вхождение атомов индия в слое InGaN, приводящее к наблюдаемой корреляции в положении островка InGaN, а также граней и поверхности островка InAlN.

4.3.2. Светоизлучающие диоды на основе композитных гетероструктур InGaN/GaN/InAlN

Ни Рис. 4.18 приведены спектры фотолюминесценции светодиодных гетероструктур синего диапазона, с композитной InGaN/GaN/InAlN активной областью, содержащей слои InAlN толщиной от 0 до 18 нм (в разных образцах), слои InGaN и GaN толщиной 3 и 8 нм, соответственно. Спектры были измерены при температурах 77 К (Рис. 4.18а) и 300 К (Рис. 4.18б). Для образца, в котором слой InAlN отсутствовал, в спектре ФЛ наблюдается одна линия излучения с максимумом на ~455 нм и шириной на половине высоты ~20 нм. Осаждение слоев InAlN толщиной 9 нм и 18 нм приводит к тому, что при температуре 77 К спектр ФЛ (Рис. 4.18а) является суперпозицией двух линий с максимумами на 460 нм и 473 нм, причем ширина на половине высоты линии с максимумом на 460 нм составляет всего ~10 нм [A8].

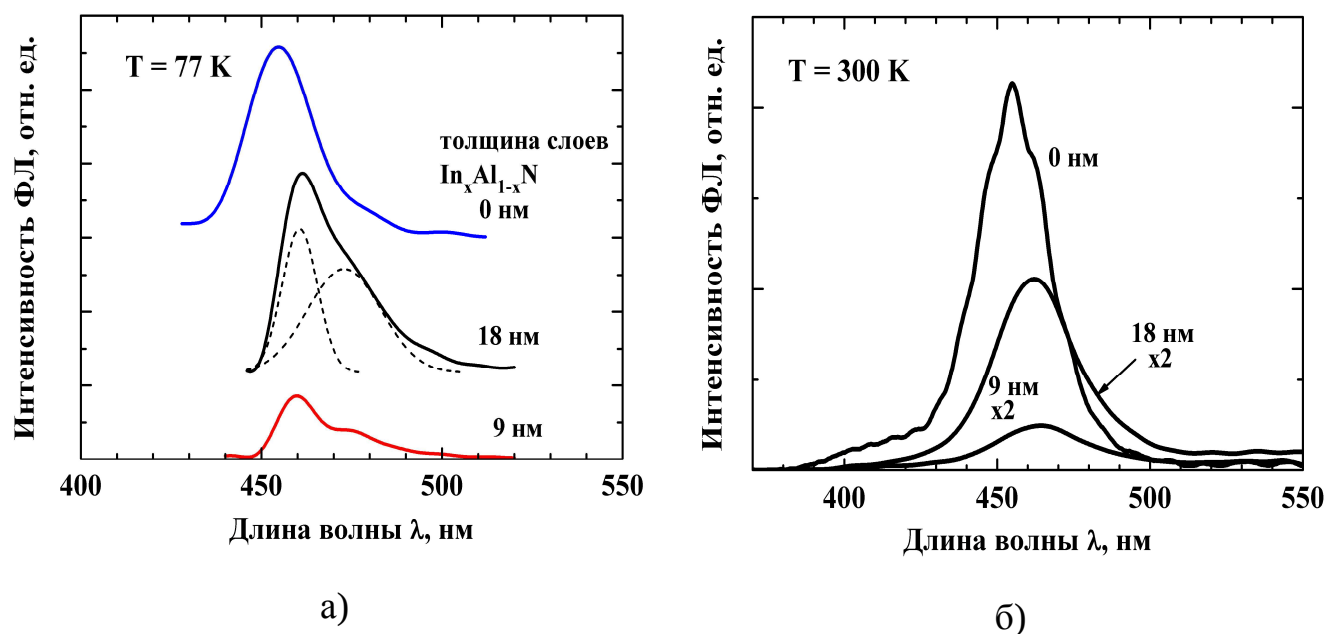


Рис. 4.18. Спектры ФЛ светодиодных гетероструктур синего диапазона, с композитной InGaN/GaN/InAlN активной областью при температурах а) 77 К и б) 300 К. Цифрами около кривых указаны толщины слоя InAlN в структурах [A8].

Наличие двух линий в спектре ФЛ свидетельствует о неоднородном распределении InGaN КТ в активной области по размерам и содержанию индия. Наибольшей интенсивностью ФЛ при комнатной температуре обладает структура, содержащая слой InAlN толщиной 18 нм (Рис. 4.18б), что вероятно связано с тем, что в данной структуре образуются островки InGaN, которые эффективно подавляют транспорт носителей заряда в дефектные области структуры.

На Рис. 4.19 приведены спектры электролюминесценции светодиодных структур с активной областью на основе композитных гетероструктур InGaN/GaN/InAlN, в которых слой InGaN излучает в желто-зеленой области спектра. Слои InAlN в активной области светодиодных структур имели различную толщину 0, 1.5, 3 и 5 нм. Было проведено сравнение оптических свойств композитных гетероструктур со светодиодными структурами, выращенными без слоя InAlN [A4].

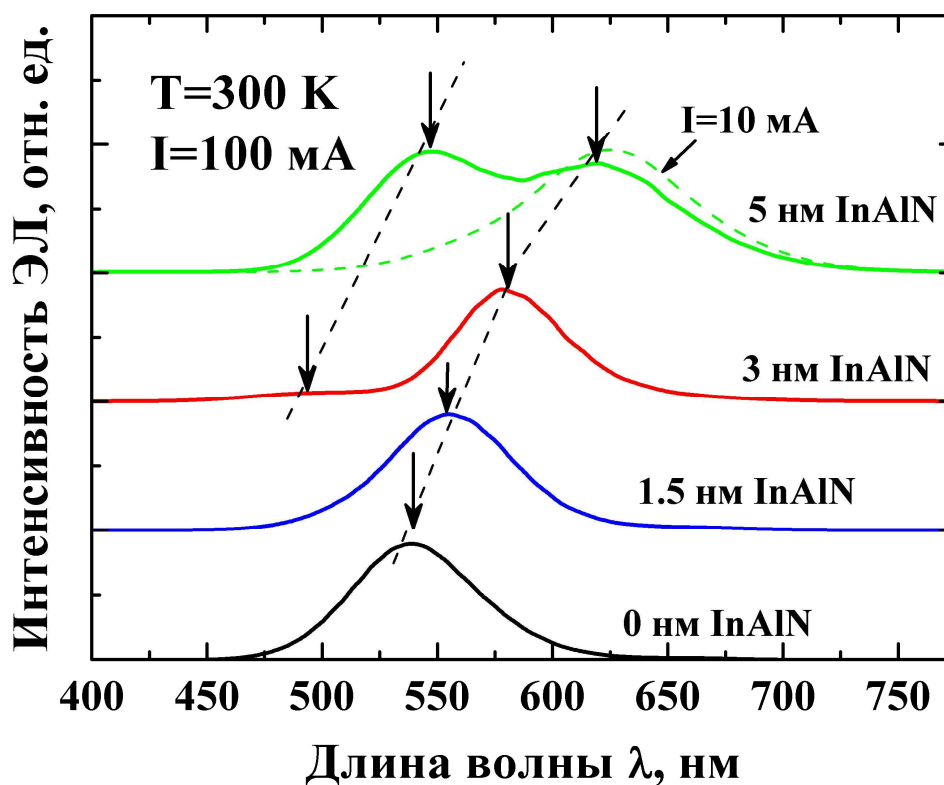


Рис. 4.19. Спектры ЭЛ светодиодных структур зеленого диапазона с различной толщиной слоя InAlN при величине тока 100 мА [A4].

Установлено, что в отличие от светодиодных гетероструктур синего диапазона, увеличение толщины слоя InAlN в активной области светодиодных гетероструктур желто-зеленого диапазона приводит к значительному длинноволновому сдвигу максимума спектра электролюминесценции вплоть до красной области спектра. Это свидетельствует об увеличении содержания индия в слое InGaN в активной области [A4], стимулированного InAlN. Этот эффект можно объяснить изменением упругих напряжений в нижележащих слоях InAlN/GaN, на которые осаждается слой InGaN. Увеличение толщины слоя InAlN до 5 нм приводит к излучению в красной области спектра, расщеплению полосы излучения на две линии и доминированию длинноволновой линии при малых токах при комнатной температуре [A4].

Таким образом, использование композитной InGaN/GaN/InAlN гетероструктуры позволяет трансформировать сплошной слой InGaN в массив островков и сдвинуть максимум линии излучения с ~540 нм до ~620 нм, то есть реализовать излучение в красной области спектра. Оптические свойства светоизлучающих диодов, содержащих в активной области композитные InGaN/GaN/InAlN гетероструктуры, определяются структурными свойствами островков InAlN и InGaN, при этом контроль размеров и содержание индия в островках InAlN и InGaN может осуществляться путем изменения технологических условий их выращивания.

4.4. Транзисторы с высокой подвижностью электронов на основе гетероструктур InAlN/AlN/GaN

4.4.1. Эпитаксиальные гетероструктуры InAlN/AlN/GaN

Использование барьерных слоев InAlN в HEMT транзисторах позволяет значительно повысить характеристики получаемых структур по сравнению с

HEMT на основе AlGaN/AlN/GaN за счет более широкого управления упругими напряжениями и электрическими полями [A17, A13].

Как было показано выше оптимальные условия эпитаксиального роста InAlN реализуются на установках Epiquip VP-50 RP и Dragon-125. Однако, в случае роста на установке Epiquip VP-50 RP из-за малого поперечного размера реактора и значительного влияния боковых стенок реактора, область однородного роста не превышает $1 - 2 \text{ см}^2$, что не удовлетворяет требованиям по однородности для создания HEMT транзисторов. Транзисторные гетероструктуры GaN/AlN/InAlN, выращенные на установке AIX2000 HT, имеют низкое структурное качество барьерных слоев InAlN, что приводит к невозможности реализации HEMT с требуемыми высокими характеристиками.

Таким образом, рост транзисторных GaN/AlN/InAlN гетероструктур проводился на установке Dragon-125 с использованием оптимальных условий, полученных выше. Данная процедура возможна благодаря однородности эпитаксиального процесса и стабильному характеру протекания газа в широчайшем диапазоне потоков, давлений, и молекулярных масс [186].

Гетероструктуры InAlN/AlN/GaN для HEMT транзисторов (Таблица 4.2) были выращены на сапфировых подложках и состояли из зародышевого слоя GaN, буферного изолирующего слоя GaN толщиной 2 мкм, слоя AlN толщиной $\sim 1 \text{ нм}$ и нелегированного барьерного слоя InAlN толщиной 10 - 20 нм и мольной долей InN 9 - 19 %. Для изучения влияния температуры роста (T_{gr}) слоев InAlN на характеристики получаемых структур условия роста слоев GaN и AlN для всех структур были выбраны одинаковыми, а температуры роста слоев InAlN изменялись в интервале от 820 °C (структура H1) до 880 °C (структура H5) при сохранении времени роста одинаковым для всех структур (H1 - H5). Основные условия роста и электрофизические параметры гетероструктур H1 - H5 приведены в Таблице 4.2 [214, 225, 226]. Измерения электрических параметров удельной проводимости σ (слоевой электропроводности), концентрации n_s и дрейфовой

подвижности носителей заряда μ (электронов) в канале были выполнены с помощью измерения эффекта Холла методом Ван-дер-Пау.

Таблица 4.2. Параметры гетероструктур InAlN/AlN/GaN [214].

Структура	$T_{gr}, ^\circ C$	d, nm	$x, \%$	$T = 300 K$		
				$\sigma, 1/(Om \times cm)$	$\mu, cm^2/(B \times c)$	n_s, cm^{-2}
H1	820	19	18.5	24.3	746	2.03×10^{13}
H2	835	18	16	30.6	837	2.28×10^{13}
H3	850	17	13.7	36.5	747	3.05×10^{13}
H4	865	16	11.3	30	559	3.35×10^{13}
H5	880	15	9.3	20.3	372	3.41×10^{13}
H6	850	12	13.7	36.6	795	2.88×10^{13}
H7	850	12	13.7	38	840	2.82×10^{13}

Увеличение температуры роста InAlN от 820 до 880 °C приводит к уменьшению толщины слоя и снижению содержания индия почти в два раза. На Рис. 4.20 приведено сравнение зависимостей изменения толщины и содержания индия в слое InAlN от температуры роста и изменения произведения толщины InAlN на мольную долю AlN в нем. Установлено, что это произведение с ростом температуры снижается намного медленнее, чем толщина InAlN, т.е. уменьшение толщины InAlN с ростом T_{gr} , почти полностью связано с уменьшением вхождения индия.

Наибольшие значения удельной проводимости наблюдаются в структурах H2 и H3, выращенных при температуре 835 - 850 °C. Увеличение температуры роста барьерного слоя InAlN до 880 °C приводит к значительному увеличению концентрации носителей заряда в канале, однако при этом подвижность снижается более чем в 2 раза, приводя к уменьшению удельной проводимости.

Увеличение концентрации носителей заряда, по-видимому, связано с тем, что уменьшение содержания индия в слоях InAlN приводит к увеличению встроенного пьезоэлектрического поля и увеличению разрывов зон на гетерогранице. При этом снижение удельной проводимости может быть обусловлено увеличением рассеяния электронов при увеличении локализации носителей заряда вблизи интерфейса AlN/InAlN.

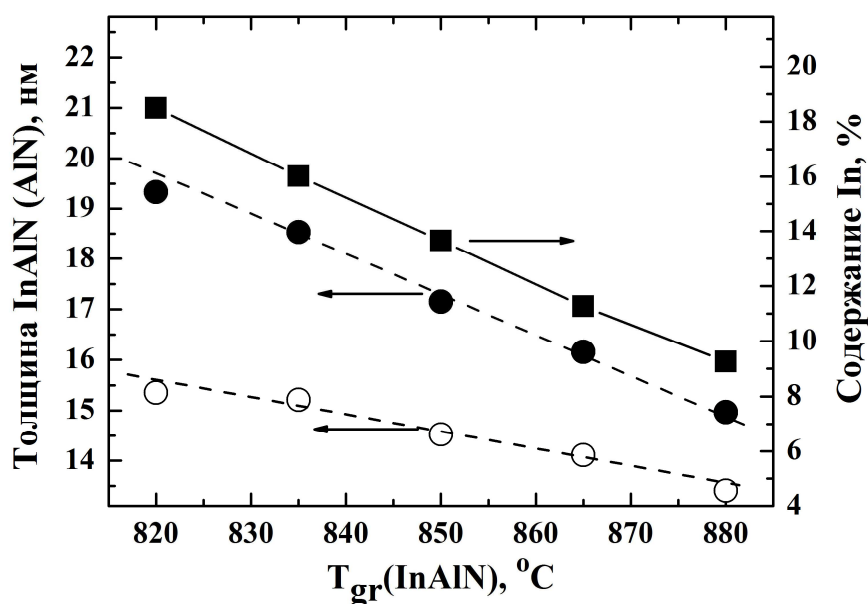


Рис. 4.20. Зависимости толщины (1) и содержания индия (2) в барьерном слое InAlN в HEMT гетероструктуре InAlN/AlN/GaN от температуры роста. Кривая (3) - произведение толщины InAlN на мольную долю AlN в нем [214].

Ранее в работе [226] сообщалось, что изменение толщины барьерного слоя InAlN в гетероструктуре InAlN/AlN/GaN в интервале от 10 до 33 нм приводит к незначительному изменению подвижности и концентрации электронов в канале и характеристик HEMT транзисторов, в то время как уменьшение толщины InAlN ниже 10 нм приводит к резкому снижению концентрации носителей. Как выше было показано, увеличение толщины слоя InAlN приводит к ухудшению его структурных свойств. Поэтому, при оптимальной по результатам предыдущих исследований температуре роста $T_{gr}=850\text{ }^\circ\text{C}$, была выращена структура (Н6) с меньшей толщиной слоя InAlN (12 нм), которая показала характеристики очень

близкие к структуре НЗ. Таким образом, можно сделать вывод, что изменение толщины барьерного слоя InAlN в интервале от 12 до 20 нм, по-видимому, не оказывает существенного влияния на характеристики НЕМТ гетероструктур, а наблюдаемое изменение электрофизических свойств обусловлено изменениями состава слоя InAlN.

Структуры с барьерными слоями InAlN с содержанием индия около 14-16 %, демонстрирующие наибольшие значения удельной проводимости и подвижности носителей заряда, по-видимому, являются оптимальными для создания на их основе НЕМТ гетероструктур InAlN/AlN/GaN. Хотя слои InAlN в таких структурах и являются напряженными при комнатной температуре, но в них, по-видимому, возникает меньше дефектов при эпитаксии из-за более высокой температуры и при охлаждении из-за различия коэффициентов термического расширения InAlN, AlN и GaN.

Для исследования влияния на характеристики гетероструктур пассивирующих защитных слоев Si_3N_4 , нанесенных *in-situ*, в том же технологическом процессе, с использованием аммиака и SiH_4 после завершения роста барьерного слоя InAlN в конце процесса эпитаксии [227, 228], были выращены полностью идентичные структуры без (Н6) и с пассивирующим слоем Si_3N_4 толщиной 5 нм (Н7). Разница в значениях концентрации носителей заряда для структур Н6 и Н7 незначительна и может быть связана как с дополнительными напряжениями вносимыми слоем Si_3N_4 , так и с возможной модификацией поверхности за счет подтравы слоя InAlN при завершении процесса эпитаксии.

4.4.2. Тестовые транзисторные структуры InAlN/AlN/GaN

На основе гетероструктур InAlN/AlN/GaN, которые продемонстрировали наиболее высокие подвижность и концентрацию носителей заряда в канале, были изготовлены тестовые структуры НЕМТ транзисторов Т1, Т2 и Т3 (Таблица 4.3) с

помощью методов оптической фотолитографии с затвором длиной (L) 1 мкм и шириной (W) 90 мкм (Рис. 4.21а). Расстояние между стоком и затвором (3.5 мкм) выбрано больше, чем расстояние между затвором и истоком (1.5 мкм) для увеличения тока насыщения стока, крутизны и напряжения пробоя в НЕМТ структурах [229].

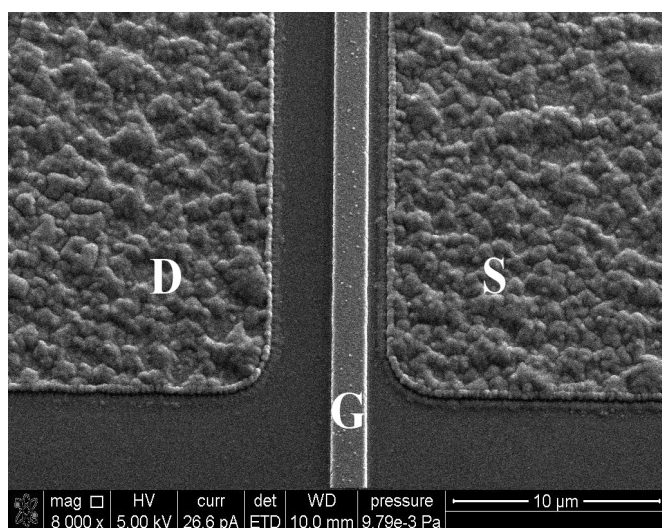
При формировании омических контактов была использована стандартная металлизация из Ti/Al/Ni/Au, а для барьерного контакта - Ni/Au. Затворы транзисторов были пассивированы слоем Si_3N_4 , нанесенным методом плазмохимического осаждения.

Выходные характеристики тестовых структур НЕМТ Т1 (Рис. 4.21б), Т2 (Рис. 4.21в) и Т3 (Рис. 4.21г) на основе гетероструктур InAlN/AlN/GaN приведены на Рис. 4.21. В Таблице 4.3 приведены значения соответствующих параметров, определенных из анализа вольт-амперных характеристик [214].

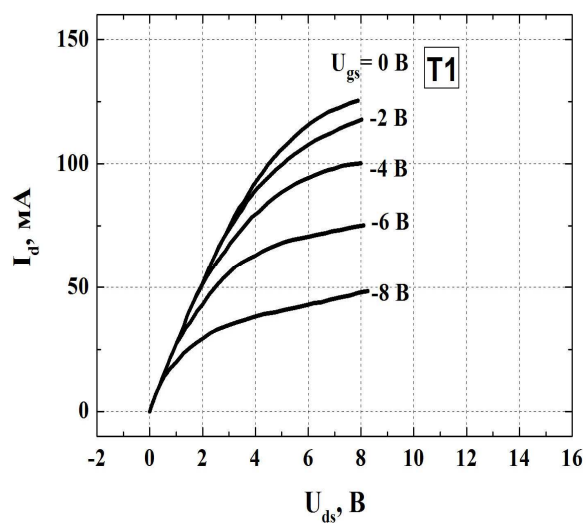
Таблица 4.3. Параметры НЕМТ транзисторов на основе InAlN/AlN/GaN [214].

Тестовый транзистор	Структура	x, %	d_{InAlN} , нм	$d_{\text{Si}_3\text{N}_4}$, нм	ϕ_b , эВ	I_{dss} , А/мм	g_m , мС/мм	U_{br} , В
T1	H2	18	16	-	1.7	1.35	100	10
T2	H6	13.7	12	-	1.5	1.2	230	40
T3	H7	13.7	12	5	2.5	1.6	217	80

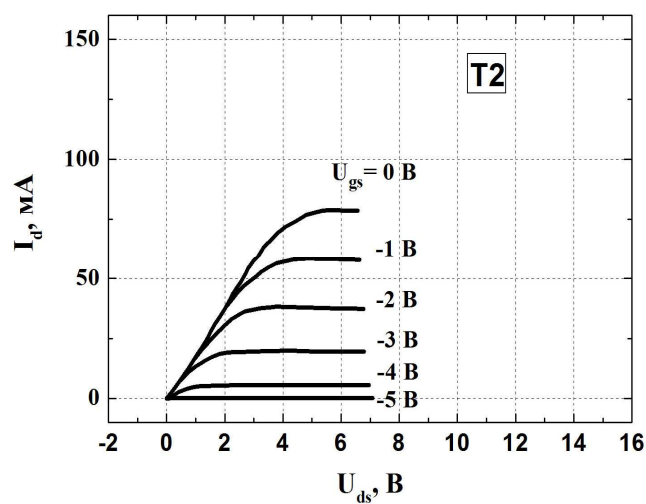
Структуры Т2 (Рис. 4.21в) и Т3 (Рис. 4.21г) являются открытыми при $U_{\text{gs}}=0$ В и практически не открываются при напряжении $U_{\text{gs}}>0$ В. При подаче отрицательного напряжения U_{gs} ток сток–исток I_{ds} уменьшается до полного перекрытия канала транзистора. Значения высоты барьера ϕ_b были определены из вольт-амперных характеристик ток затвора (I_{gs}) от напряжения затвор-исток (U_{gs}). Для структур Т1, Т2 и Т3 барьер ϕ_b составляет 1.7, 1.5 и 2.5 эВ, соответственно.



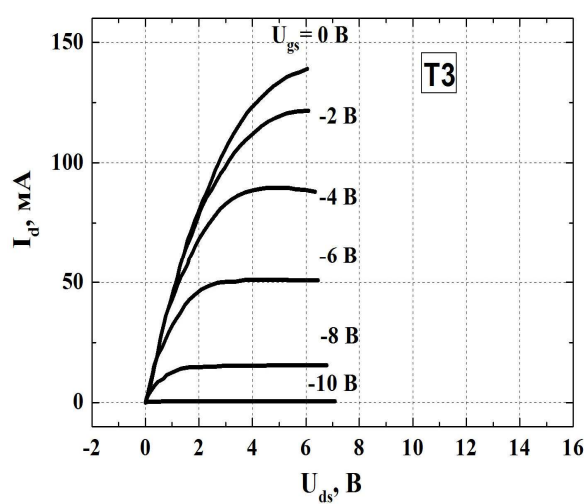
а)



б)



в)



г)

Рис. 4.21. а) Изображение, полученное методом растровой электронной микроскопии поверхности гетероструктуры HEMT на основе InAlN/AlN/GaN. Показаны области сток (D), затвор (G) и исток (S). Выходные характеристики транзисторных структур б) T1, в) T2 и г) T3 [214].

Для определения напряжения пробоя (U_{br}) измерялись прямая ветвь диода исток-затвор и обратная ветвь диода затвор-сток. Структура T1 имеет напряжение пробоя (U_{br}) около 10 В и управляется затворным напряжением, но при подаче отрицательного напряжения $U_{gs} < 0$ В не перекрывает канал транзистора полностью (Рис. 4.21б). Неполное перекрытие канала в структуре T1 может быть обусловлено неоднородным распределением состава индия в слое InAlN. Значения крутизны (g_m) и тока насыщения стока (I_{dss}) для транзисторной структуры T1 составляют 100 мС/мм и 1.35 А/мм, соответственно. Уменьшение толщины и содержания индия в структуре T2 по сравнению с T1 привело к практически двукратному увеличению крутизны до 230 мС/мм при незначительном снижении тока насыщения до 1.2 А/мм.

Сравнение HEMT структур T2 и T3 показало, что *in-situ* осаждение слоя Si_3N_4 приводит к нескольким эффектам. Во-первых, подвижность носителей заряда в структуре с *in-situ* пассивирующим слоем Si_3N_4 выше, чем в структуре без слоя Si_3N_4 при сопоставимых значениях удельной проводимости и концентрации носителей заряда. Во-вторых, несмотря на то, что для структуры T3 барьер составляет 2.5 эВ, тем не менее, эта структура, выращенная с пассивирующим слоем Si_3N_4 толщиной 5 нм, демонстрирует наилучшие выходные вольт-амперные характеристики (Рис. 4.21г) и максимальное значение тока насыщения стока I_{dss} равное 1600 мА/мм. В-третьих, значительно увеличивается пробивное напряжение U_{br} с ~40 В до ~80 В. В-четвертых, максимальное значение крутизны слегка уменьшается до 217 мС/мм, а рабочая область напряжений исток-затвор, в которой значение крутизны максимально, сдвигается в область отрицательных значений U_{gs} (Рис. 4.22а). Наблюдаемые эффекты можно объяснить тем, что *in-situ* нанесение слоя Si_3N_4 толщиной ~5 нм приводит, к увеличению расстояния между двумерным каналом и металлом затвора, а также к пассивации поверхности гетероструктуры, уменьшающей плотность поверхностных состояний.

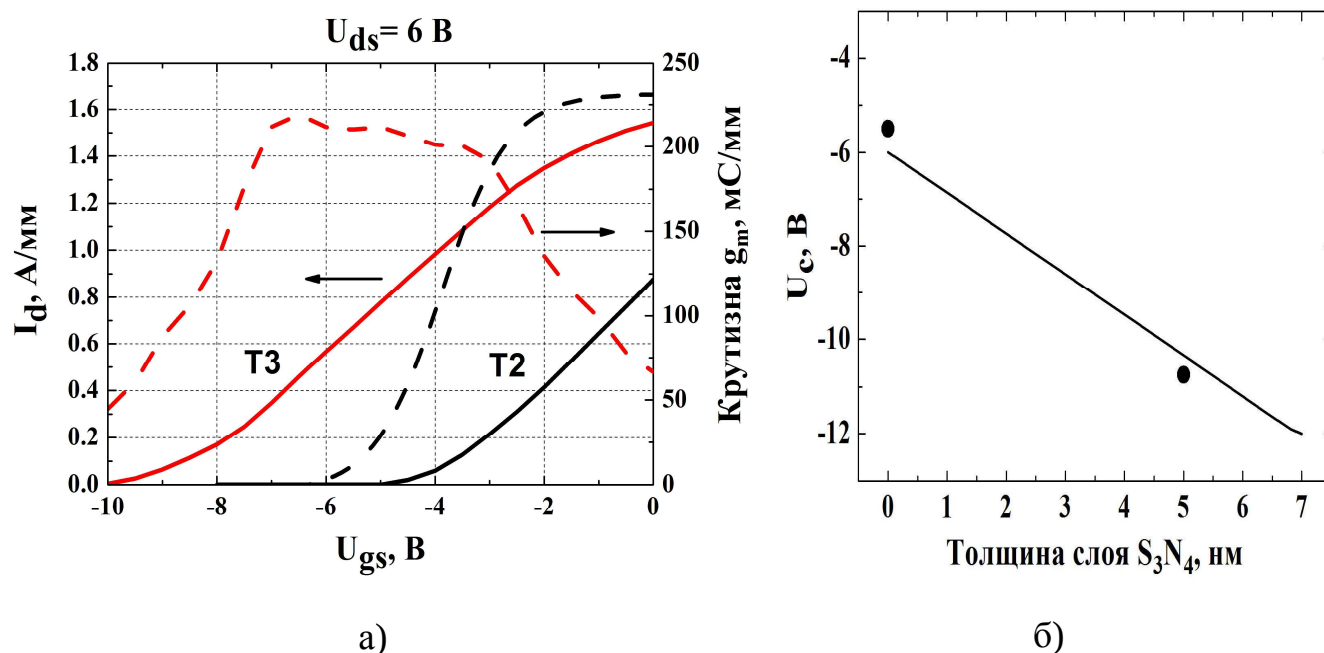


Рис. 4.22. а) Зависимость тока I_d от напряжения U_{gs} (сплошные линии), и крутизны передаточных характеристик (пунктирные линии) для InAlN/AlN/GaN транзисторных структур без (T2) и со слоем Si_3N_4 (T3). б) Расчетная зависимость напряжения отсечки U_c от толщины слоя Si_3N_4 (сплошная линия), символы – данные эксперимента [214].

На расчетной зависимости напряжения отсечки U_c (расчет был выполнен ООО «Софт-Импакт», «FETIS» [230]), при котором происходит закрытие транзистора, от толщины слоя Si_3N_4 , приведенной на Рис. 4.22б, показано, что при увеличении толщины пассивирующего слоя напряжение U_c линейно сдвигается в область отрицательных значений, что хорошо согласуется с экспериментом (Рис. 4.22а). Таким образом, *in-situ* пассивации слоем Si_3N_4 позволяет не только улучшить параметры приборов, но и оказывается эффективным методом управления характеристиками транзисторов.

4.4.3. Характеристики транзисторных гетероструктур на основе AlGaN/AlN/GaN и InAlN/AlN/GaN

Для изучения влияния типа барьера на характеристики транзисторных гетероструктур на основе системы материалов InAlGaN было проведено сравнение экспериментальных и расчетных значений характеристик HEMT гетероструктур InAlN/AlN/GaN и AlGaN/AlN/GaN в зависимости от толщины и содержания индия и алюминия в барьерных слоях InAlN и AlGaN, соответственно.

На Рис. 4.23 (линии) приведены зависимости n_s от толщины барьерного слоя InAlN при различном содержании In в барьере от 10 до 18 %, рассчитанные с помощью коммерческого программного пакета «FETIS» [230] в предположении о когерентном росте InAlN слоя на расположенном ниже GaN.

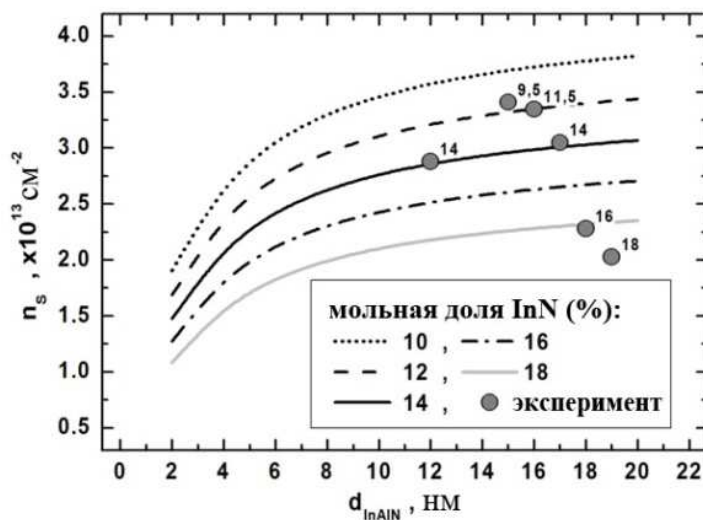


Рис. 4.23. Зависимость слоевой концентрации электронов от толщины барьерного слоя InAlN в гетероструктуре InAlN/AlN/GaN. Линии - результаты моделирования при различном содержании индия, точки - экспериментальные значения (содержание индия в слоях InAlN указано цифрами).

При хорошем согласии расчетов с экспериментальными данными для содержания In в барьере до 14 % (Таблица 4.2), значения (Рис. 4.23 (точки)), соответствующие большим составам, заметно отклоняются от теоретических предсказаний. Такое отклонение может быть объяснено поверхностной сегрегацией индия в процессе роста [231], приводящей к формированию неоднородного по толщине слоя InAlN, обогащённого Al на начальном этапе роста. В этом случае суммарная толщина AlN и обогащённого алюминием InAlN может превысить критическую толщину, что приводит к частичной релаксации упругих напряжений. В результате электрическое поле на границах AlN/GaN и InAlN/AlN уменьшается, что, по-видимому, и приводит к снижению слоевой концентрации электронов.

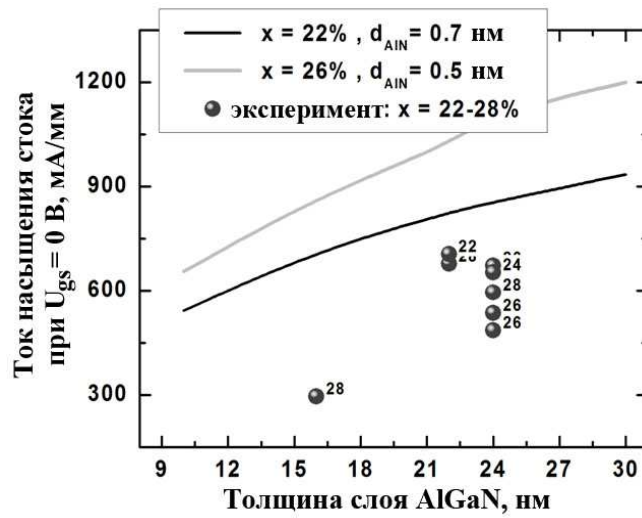
На Рис. 4.24 приведены для GaN/AlN/AlGaN (Рис. 4.24а и б) и GaN/AlN/InAlN (Рис. 4.24в и г) гетероструктур расчетные зависимости тока насыщения и крутизны передаточной характеристики от толщин соответствующих барьерных слоев, полученные с помощью «FETIS» [230]. Для гетероструктур GaN/AlN/AlGaN расчеты проведены в приближении плавного канала для подвижности электронов $1670 \text{ см}^2/\text{В} \times \text{с}$ и типичного для GaN значения дрейфовой скорости $1 \times 10^7 \text{ см/с}$. Как видно из Рис. 4.24а, для GaN/AlN/AlGaN гетероструктур ток насыщения растет с увеличением толщины барьерного слоя AlGaN и содержания Al в барьере в соответствии с ростом слоевой концентрации электронов. В то же время, рассчитанная крутизна достаточно слабо зависит как от состава AlGaN барьера, так и от толщины AlN слоя, но при этом достаточно сильно изменяется с толщиной барьерного слоя (Рис. 4.24б). Экспериментальные значения тока насыщения (Рис. 4.24а) лежат заметно ниже расчетных значений, в то время, как лучшие значения крутизны, полученные в экспериментах, хорошо согласуются с расчетом. Наблюдаемые отклонения могут быть связаны с технологией изготовления транзисторов.

Расчетные зависимости тока насыщения (Рис. 4.24в) и крутизны передаточной характеристики (Рис. 4.24г) для InAlN/AlN/GaN структур были получены для подвижности электронов $1600 \text{ см}^2/\text{В} \times \text{с}$ и дрейфовой скорости

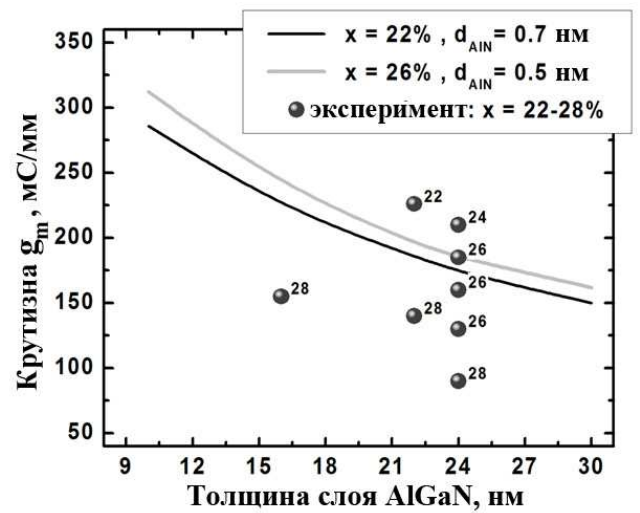
1×10^7 см/с. Расчеты показывают, что при изменении параметров гетероструктуры в выбранных пределах зависимости как тока насыщения, так и крутизны от толщины барьерного слоя меняются незначительно. При этом лучшие значения тока насыщения, полученные в транзисторах на основе структур с *in-situ* нанесенным Si_3N_4 хорошо согласуются с теоретическими предсказаниями (Рис. 4.21г), в то время как экспериментальные значения крутизны лежат заметно ниже теоретических значений (Рис. 4.24г). Такое поведение может быть интерпретировано с позиции большей дефектности и неоднородности InAlN барьера по сравнению с барьерами из AlGaIn . Сегрегация In в InAlN [231] возможно способствует уменьшению контактного сопротивления стока и истока, а неоднородность состава InAlN , как в вертикальном, так и в боковом направлениях, приводит к меньшему перекрытию канала под затвором.

Был проведен эпитаксиальный рост гетероструктур InAlN/GaN и AlGaIn/GaN для HEMT транзисторов на установке ГФЭ МОО Dragon-125 на подложках сапфира, синтетического корунда и отечественных подложках SiC [232] различного диаметра 2", 3" и 100 мм (для Al_2O_3). Показано, что вплоть до подложек диаметром 100 мм удастся реализовать высокую однородность электрофизических параметров по поверхности пластины со среднеквадратичным отклонением 1 - 2 % [224, 225].

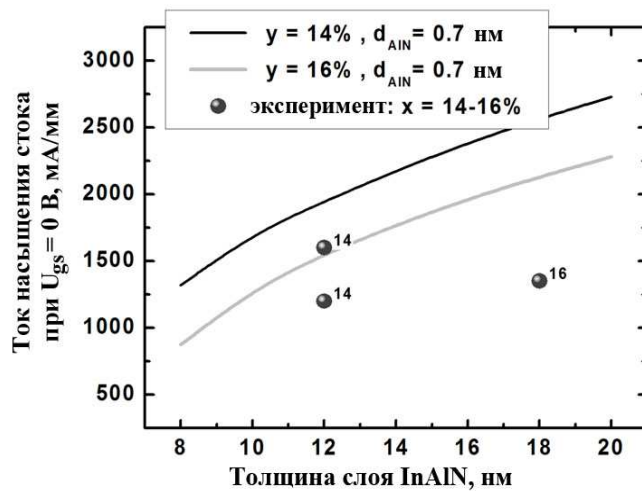
Таким образом, для гетероструктур InAlN/AlN/GaN и AlGaIn/AlN/GaN реализованы высокие значения концентрации и подвижности носителей заряда в канале, которые составили, соответственно, $2.8-3.1 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ и $1.3-1.4 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$, $750-850 \text{ см}^2/\text{В} \times \text{сек}$ и более $2000 \text{ см}^2/\text{В} \times \text{с}$ при использовании для роста AlGaIn/AlN/GaN подложек SiC . На основе отобранных гетероструктур InAlN/AlN/GaN созданы тестовые HEMT транзисторы, обладающие высокими токами насыщения 1600 мА/мм и крутизной 200 мС/мм . Для тестовых HEMT транзисторов на основе гетероструктур AlGaIn/GaN , выращенных на отечественных подложках SiC , значения тока насыщения и крутизны составили 800 мА/мм и 220 мС/мм , соответственно.



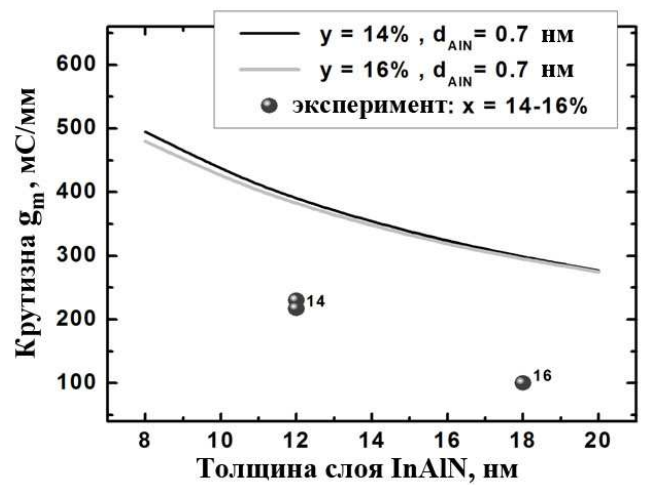
а)



б)



в)



г)

Рис. 4.24. Зависимости тока насыщения при нулевом смещении на затворе (а, в) и крутизны передаточной характеристики (б, г) транзисторов, изготовленных из гетероструктур а), б) GaN/AlN/AlGaIn и в), г) GaN/AlN/InAlN от толщин барьерного слоя. На а) и б) линии – результаты моделирования для содержания Al в барьерах 22 % и 26 %, символы – экспериментальные данные. На в) и г) линии – результаты моделирования для содержания In в барьерах 14% и 16% , символы – экспериментальные данные.

Показано, что использование *in-situ* пассивации слоем Si_3N_4 позволяет улучшить характеристики приборов. На транзисторах, изготовленных из гетероструктур, выращенных на отечественных подложках SiC [232], достигнута выходная мощность 9 Вт на частоте 3 ГГц.

Сравнение статических параметров тестовых транзисторов, изготовленных из AlGaIn/AlN/GaN и InAlN/AlN/GaN гетероструктур, показывает, что токи насыщения в HEMT транзисторах на основе InAlN гетероструктур примерно в два раза выше, чем в транзисторах на основе AlGaIn гетероструктур. Данный эффект обусловлен более чем двукратным увеличением плотности электронов в канале в гетероструктурах InAlN/AlN/GaN в соответствии с результатами моделирования и измерения экспериментальных параметров гетероструктур.

Глава 5. Высокоэффективные светоизлучающие InAlGaN гетероструктуры синего и желто-зеленого диапазонов с активной областью на основе короткопериодных сверхрешеток InGaN/GaN и монокристаллические белые светодиоды на их основе

Повсеместно используемые светодиодные источники белого света в подавляющем большинстве случаев основаны на синих светодиодах с люминофорным покрытием, преобразующим часть синего света в желто-красное излучение. Цветовые параметры таких светодиодов определяются спектром используемого люминофорного покрытия, задаются при изготовлении и не изменяются контролируемым образом. Другим подходом к созданию источников белого света является использование многокристаллической конструкции на основе массива отдельных кристаллов светодиодов различных цветов, которые могут изготавливаться как с использованием люминофоров, так и без них. Данный подход позволяет создавать источники белого света с цветовыми параметрами, регулируемые в широких пределах, однако, их конструкция достаточно сложна, поскольку требует монтажа в один корпус нескольких кристаллов светодиодов и правильного смещения их излучения. Таким образом, задача уменьшения стоимости производства RGB светодиодов и приближения ее к стоимости традиционных люминофорных светодиодов является актуальной в области светодиодного освещения. Один из подходов к решению данной задачи состоит в создании гетероструктур с монокристаллической многоцветной активной областью, содержащей несколько квантоворазмерных слоев InGaN различного состава, излучающих в видимом диапазоне. Основными проблемами при создании таких гетероструктур являются реализация излучения в InGaN/GaN гетероструктурах во всем видимом диапазоне длин волн и обеспечение эффективной инжекции носителей заряда во все излучающие слои InGaN, что требует оптимизации дизайна (последовательности слоев) гетероструктуры.

Для реализации излучения во всем видимом диапазоне длин волн необходимо создание InGaN/GaN гетероструктур с высоким содержанием индия в квантоворазмерных слоях InGaN.

В данном разделе для увеличения ВКЭ InGaN/GaN гетероструктур изучен новый дизайн активной области с использованием короткопериодных сверхрешеток InGaN/GaN [233]. В работах [A1, A9, A10, A16, 234 - 237] было показано, что использование InGaN/GaN КПСР, осажденной под активными слоями InGaN/GaN (нижняя КПСР) в светодиодных структурах синего диапазона позволяет уменьшить образование дефектов в активных слоях InGaN, подавить латеральный транспорт носителей заряда и предотвратить утечку дырок в область проводимости n-типа, а использование в активной области комбинации, состоящей из КЯ InGaN/GaN, ограниченных с обеих сторон КПСР InGaN/GaN, позволяет реализовать высокую эффективность излучения.

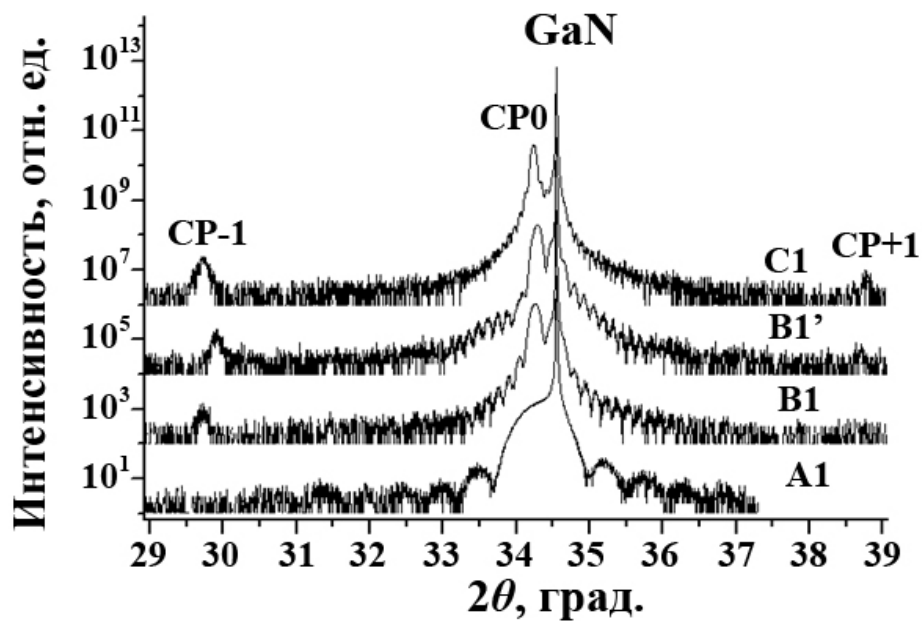
В представленной работе было проведено дальнейшее исследование влияния барьера на основе КПСР между активными слоями InGaN и областью р-легирования на структурные и оптические свойства светодиодных структур синего диапазона, и был развит данный подход для реализации излучения в желто-зеленой области спектра и создания гетероструктур монолитных светодиодов, в которых в качестве барьерных слоев используются КПСР InGaN/GaN.

5.1. Структурные и оптические свойства короткопериодных сверхрешеток InGaN/GaN с различным числом периодов, выращенных с помощью конвертации InGaN в GaN

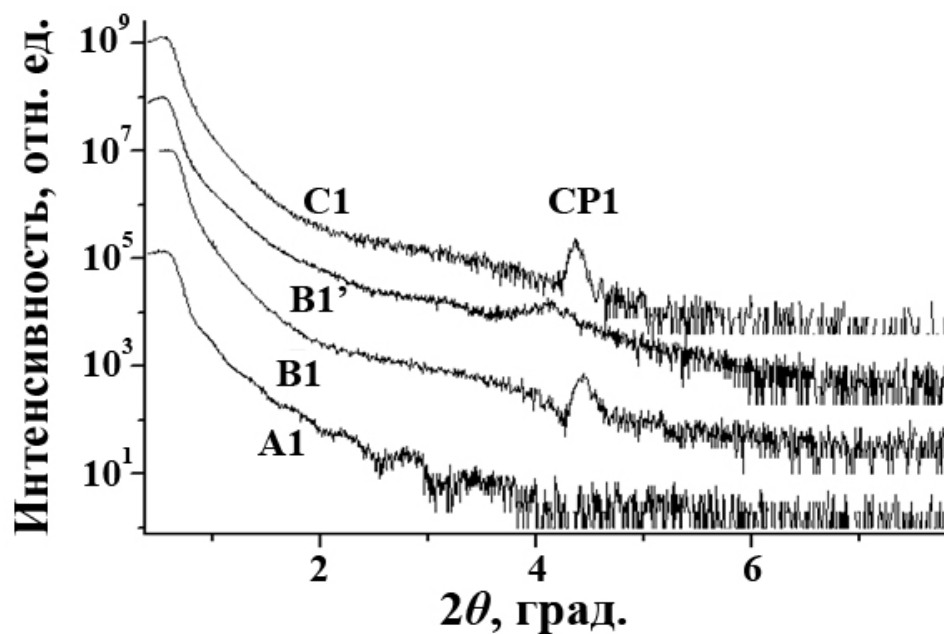
Исследованные короткопериодные сверхрешетки InGaN/GaN были сформированы путем циклического осаждения слоев толщиной 2 нм $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$ с использованием метода конвертации слоя InGaN в GaN в атмосфере водорода, описанного в [A10, A14]. Такой метод содержит два этапа: этап эпитаксиального выращивания слоя InGaN с подачей в реактор ТЭГ и ТМИ, и этап прерывания

роста с подачей водорода в реактор. В таком случае, при прерывании роста в течении 20 сек в атмосфере $N_2:H_2 = 7:3$ происходит декомпозиция поверхностного слоя InGaN, т.е. удаление атомов In с поверхности за счет травления приповерхностного слоя InGaN, и, как отмечалось выше, образование слоя GaN толщиной ~ 1 нм. При циклическом повторении двух этапов, роста и прерывания, происходит формирование КПСР InGaN/GaN. Для исследования структурных свойств КПСР были выращены КПСР InGaN/GaN A1, B1 и C1 с числом периодов, равным 6, 30 и 60, соответственно.

Для исследования модификации структурных свойств КПСР с увеличением числа периодов были получены дифракционные кривые качания методом рентгеновской дифракции высокого разрешения. На Рис. 5.1а приведены дифракционные кривые качания, образцов A1, B1 и C1, соответственно. Для InGaN/GaN КПСР, обозначенной как B1' (Рис. 5.1а), толщина последнего слоя GaN составляла 10 нм [A10]. Дифракционные кривые качания демонстрируют достаточно четкую интерференционную картину. Отчетливо наблюдается изменение частоты короткопериодных осцилляций в зависимости от количества периодов слоев GaN и InGaN. На представленных кривых качания наблюдается пик буферного слоя GaN, положение которого соответствует брэгговскому отражению от атомной плоскости (0002) стехиометрического нитрида галлия. Слева от пика буферного слоя располагается пик CP0, являющийся центром интерференционной картины. На кривой качания образца A1 содержатся только осцилляции, соответствующие толщине всей структуры, а интерференционные максимумы CP-1 и CP+1 не проявляются вследствие их малой интенсивности. На кривых качания Рис. 5.1а, полученных от гетероструктур B1, B1' и C1, присутствуют интерференционные максимумы различной периодичности: осцилляции соответствующие сумме толщин слоев GaN и InGaN (CP-1 и CP+1), а так же короткопериодные осцилляции полученные от всей структуры в целом [A10, A16]. На дифракционной кривой образца B1' короткопериодные осцилляции осложнены дополнительной модуляцией, связанной с толщиной верхнего слоя GaN, которая больше, чем в остальных образцах.



а)



б)

Рис. 5.1. а) Кривые качания в области симметричных рефлексов (0002) и б) рефлектометрические кривые в области углов отражения (0002) образцов A1, B1, C1 и B1', содержащих в активной области короткопериодные сверхрешетки с числом периодов слоев InGaN/GaN от 6 до 60, соответственно. Для наглядности кривые на рисунках смещены друг относительно друга по вертикали [A10].

Для более детального анализа распределения индия внутри периода КПСР InGaN/GaN и качества интерфейсов в исследуемых образцах были получены карты рентгеновского рассеяния в обратном пространстве вблизи нулевого пика методом рентгеновской рефлектометрии [238]. На Рис. 5.1б приведены кривые качания в области углов отражения (0002). Установлено, что кривые качания для образцов В1 и С1 чрезвычайно близки и различаются только интенсивностью пика осцилляции СР1, связанной с толщиной КПСР. На кривой для образца В1' (Рис. 5.1б) этот пик сильно размыт. На кривой для образца А1 присутствуют осцилляции связанные только с верхним слоем GaN, т.е. периодичность в структуре отсутствует. Анализ дифракционных кривых и кривых малоуглового рассеяния с помощью построения модельных кривых при помощи программного пакета «Leptos» [191] путем варьирования значений среднего содержания индия в слоях InGaN, распределения индия в пределах периода и среднеквадратичного значения амплитуды шероховатости показал, что для всех образцов А1, В1, В1' и С1 характерно плавное изменение содержания индия в пределах периода, при этом значение содержания сначала возрастает с 6 % до 10-12 %, а затем падает практически до нуля [А10].

Из анализа карты рассеяния вблизи нулевого пика установлено, что внутренние интерфейсы периодической структуры имеют волнообразную шероховатость некоррелированную в вертикальном направлении. Анализ модельных кривых диффузного рассеяния в области сателлита СР1 показал, что среднеквадратичное значение амплитуды шероховатости составляет не более 1 Å, в то время как латеральная длина корреляции, составляет более 400 нм.

Результаты анализа карт рентгеновского рассеяния в обратном пространстве вблизи нулевого пика и дифракционных кривых качания, выполненные с использованием построения модельных кривых при помощи программного пакета «Leptos» на основе теории динамической дифракции в модели Такаги-Топэна [189, 190], приведены в Таблице 5.1 [А10]. Моделируемыми параметрами были толщины и состав слоев в структуре.

Таблица 5.1. Результаты анализа экспериментальных карт рентгеновского рассеяния в обратном пространстве и дифракционных кривых качания, выполненные с использованием программного пакета «Leptos» фирмы BRUKER [A10, 189, 190].

Образец	$\Delta c/c$	Содержание In ,% по CP0	FWHM (ширина на полувысоте), град				Толщина периода, нм	Толщина периодической структуры, нм
			GaN-2мкм		CP0			
			θ	θ -2 θ	θ	θ -2 θ		
A1	5.56×10^{-3}	4.5±0,5	0.12	0.01			2.5±0.1	15±1
B1	8.08×10^{-3}	5.0±0.5			0.067	0.134	2.1±0.1	63±1
B1’	7.32×10^{-3}	5.0±0.5			0.061	0.121	2.0±0.1	60±1
C1	8.77×10^{-3}	5.5±0.5			0.067	0.075	2.0±0.1	120±1

Показано, что полученные образцы, содержащие КПСР InGaN/GaN, представляют собой хорошо сформированные периодические структуры, обладающие высоким структурным совершенством, сложным градиентным распределением содержания индия внутри периода и волнообразными внутренними интерфейсами.

На Рис. 5.2 приведено распределение деформации относительно GaN ϵ_{yy}^{GaN} в области КПСР образца с 30-ю периодами слоев InGaN и GaN, полученное из изображения просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения методом анализа геометрических фаз. Наблюдаемое на Рис. 5.2 периодическое изменение контраста соответствует изменению содержания индия в слоях InGaN в КПСР. Установлено, что распределение содержания индия в слоях InGaN неоднородно и наблюдается формирование локальных обогащенных индием областей с характерным размером составляющим $\sim 2-4$ нм [A10, A16].

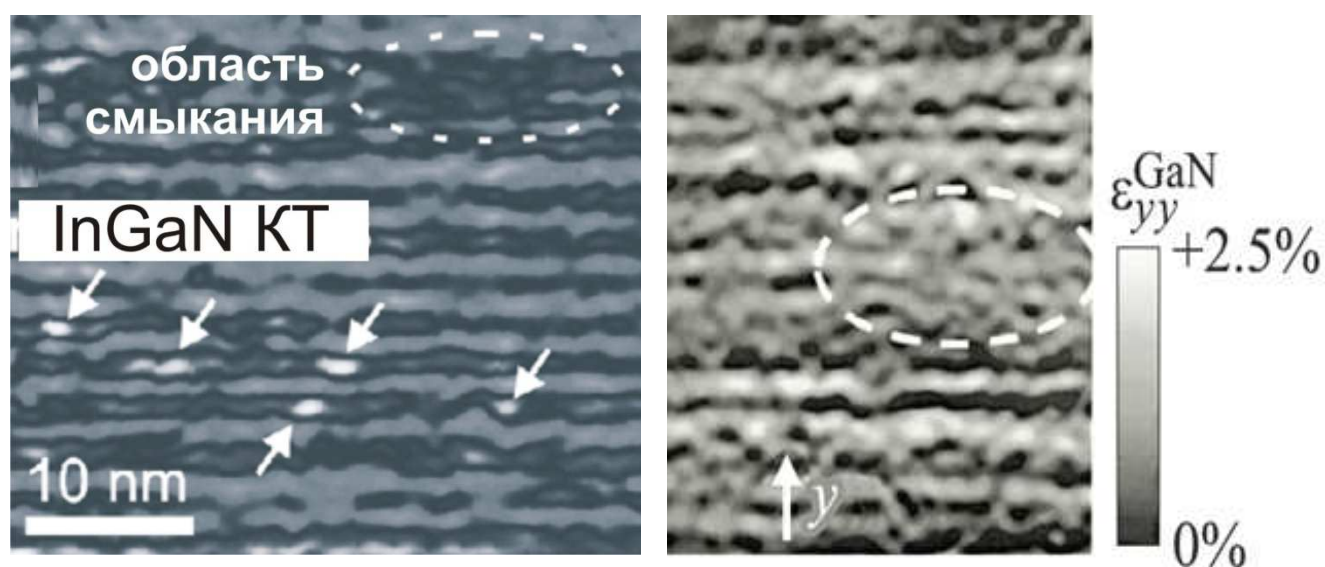
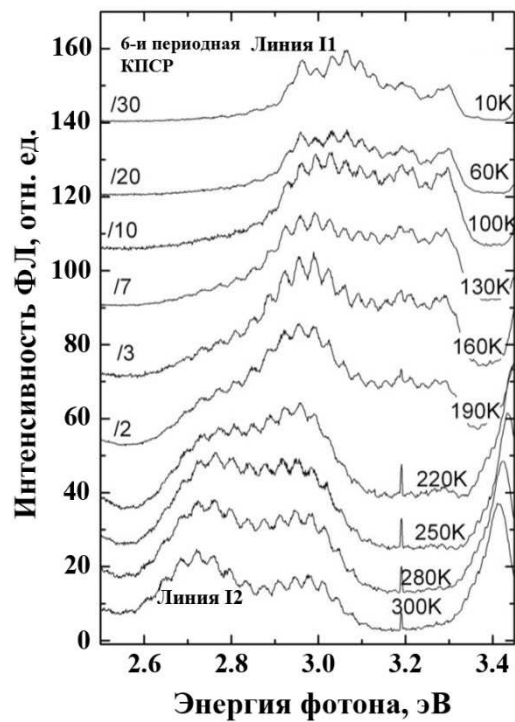


Рис. 5.2. Распределение деформации относительно GaN ϵ_{yy}^{GaN} (разрешение 1 нм) в направлении $y = [0001]$, полученное методом анализа геометрических фаз из изображения просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения вдоль оси зоны $[\bar{1}5\bar{4}0]$. Темные полосы соответствуют слоям InGaN, а светлые полосы - слоям GaN. Стрелками отмечены области с высоким содержанием индия, а штриховыми овалами - области смыкания соседних слоев InGaN [A10, A16].

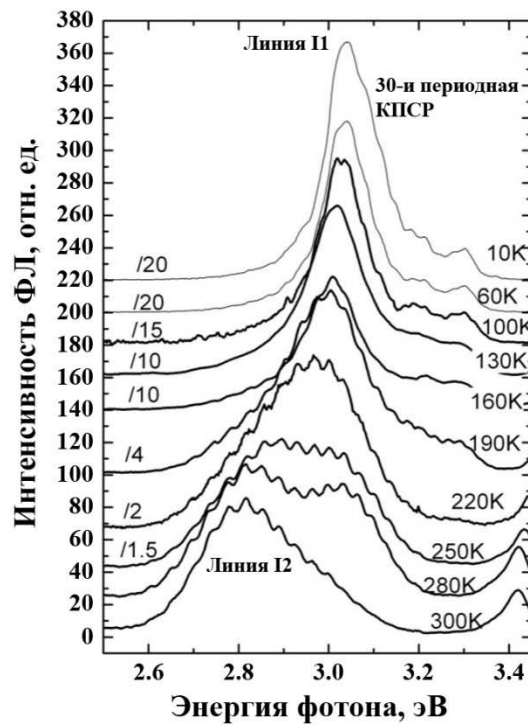
Кроме того, на отдельных участках InGaN/GaN КПСР наблюдается формирование областей, в которых происходит смыкание соседних слоев InGaN, происходящее за счет локальной неоднородной конвертации InGaN при прерываниях роста в атмосфере водорода. Значение среднего содержания индия в слоях InGaN, определенное из анализа двумерного распределения деформации в слоях относительно матрицы GaN с использованием закона Вегарда, составило 8 - 11 %, что находится в хорошем согласии со значениями, определенными из анализа дифракционных кривых качания этого образца.

Оптические свойства КПСР InGaN/GaN с различным числом периодов были исследованы методом ФЛ в интервале температур от 8 до 300 К [A10]. Положение максимумов спектров ФЛ, приведенных на Рис. 5.3, при 3.413 эВ соответствует излучению из слоев GaN. Излучению из области КПСР InGaN/GaN соответствуют два максимума спектров ФЛ коротковолновый I2 при 2.95 эВ и длинноволновый I1 при 2.753 эВ. Установлено, что положение максимума I1 соответствует излучению слоев InGaN в области КПСР с содержанием индия около 10 %, что хорошо согласуется с результатами структурного анализа методом рентгеновской дифракции высокого разрешения. Положение максимума I2, которое находится в области меньших энергий, соответствует излучению из области InGaN в КПСР, в которой происходит смыкание соседних слоев InGaN, что приводит к образованию локальных потенциальных минимумов.

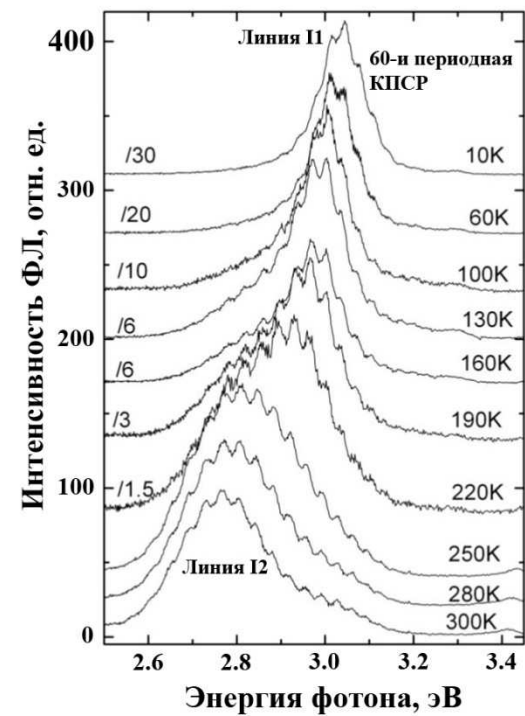
Установлено, что при увеличении количества периодов КПСР от 6 до 60 происходит насыщение линии излучения I1 и увеличение интенсивности линии I2. При этом положение максимума ФЛ I2 при 300 К практически не зависит от количества периодов слоев короткопериодной сверхрешетки. Как показано на Рис. 5.3, при уменьшения температуры от 300 до 10 К во всех трех структурах происходит снижение интенсивности линии излучения I2 и увеличение интенсивности линии I1. Такое изменение спектров ФЛ связано с уменьшением транспорта носителей заряда в слоях сверхрешетки при снижении температуры, и с уменьшением захвата носителей в потенциальных минимумах, образующихся за счет смыкания соседних слоев InGaN в области КПСР.



а)



б)

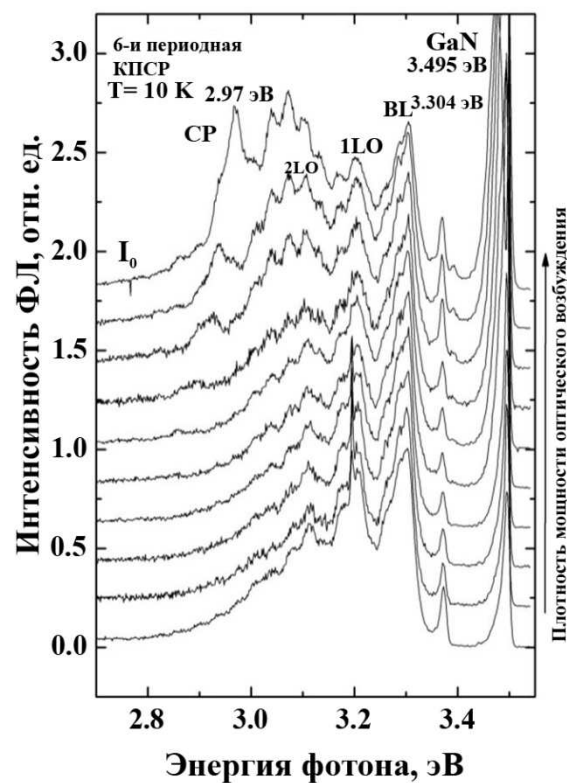


в)

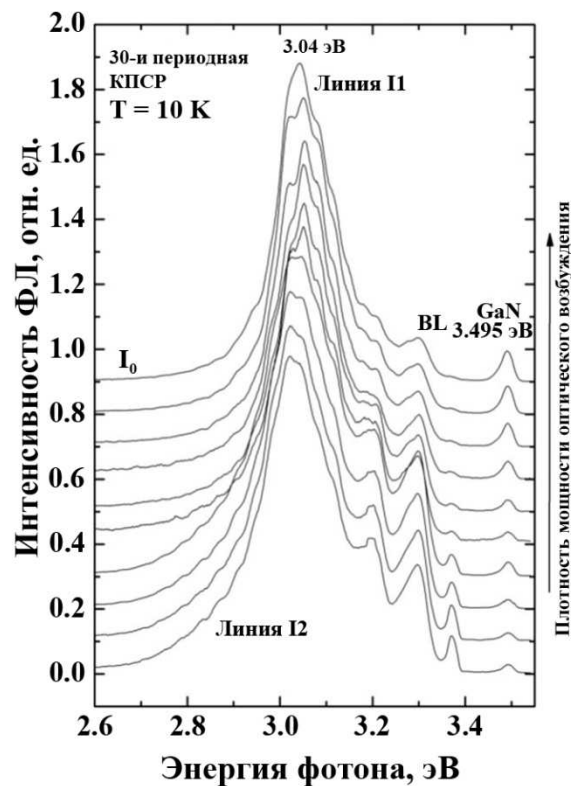
Рис. 5.3. Спектры фотолуминесценции, полученные в интервале температур от 10 до 300 К, для структур с а) 6-ю периодами, с б) 30-ю периодами и в) 60-ю периодами слоев InGaN и GaN в КПСР, соответственно [A10].

На Рис. 5.4 приведены спектры ФЛ, измеренные при температуре 10 К при различной плотности мощности оптического возбуждения. Спектры ФЛ КПСР с 6-ю периодами (Рис. 5.4а) имеют максимумы, положение которых не зависит от плотности мощности оптической накачки обозначенные как GaN, BL, 1LO и 2LO. Положение максимума при 3.495 эВ (GaN) соответствует излучению матрицы GaN. Положению максимума BL (3.304 эВ), связанному с излучением различных точечных дефектов в GaN [239, 240], соответствуют два фоновых повторения отстоящих на 92 мэВ (1LO) и 184 мэВ (2LO) от основного пика. При снижении плотности мощности оптического возбуждения положение максимума при 2.97 эВ, связанное с излучением из слоев КПСР (I1), смещается в длинноволновую область, а ее интенсивность быстро уменьшается. Как видно из Рис. 5.4б и Рис. 5.4в, линия I1 на спектрах ФЛ КПСР с периодами равными 30 (Рис. 5.4б) и 60 (Рис. 5.4в) доминирует во всем диапазоне накачек. Положение максимума I2, наблюдаемое при низких плотностях мощности оптического возбуждения, соответствует излучению из потенциальных минимумов соответствующих областям, образующимся за счет смыкания соседних слоев InGaN в КПСР. При увеличении плотности накачки положение максимума I2 насыщается, а положение максимума I1 смещается в область больших энергий за счет постепенного заполнения локализованных состояний, соответствующих области КПСР.

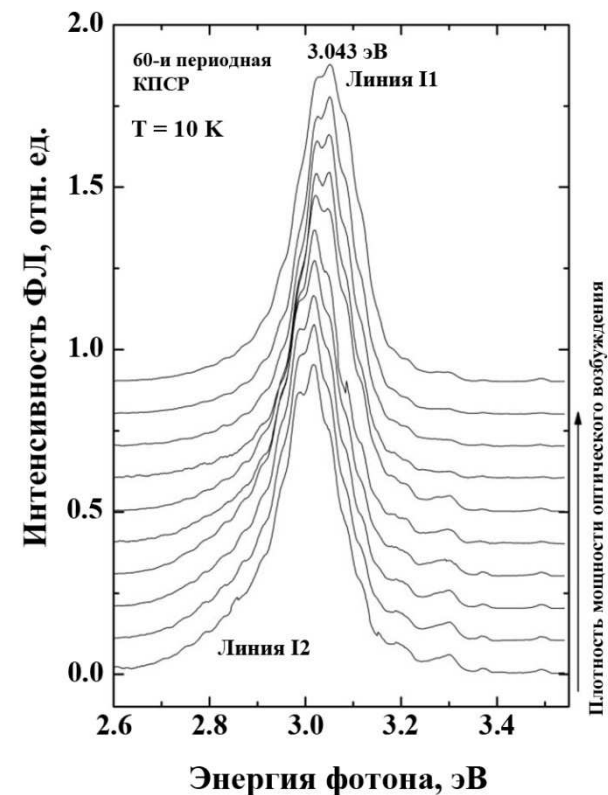
Таким образом, проведенные исследования показали, что формирующееся методом конвертации InGaN/GaN КПСР обладают следующими особенностями. Использование прерываний роста в водород содержащей атмосфере позволяет убрать избытки индия, что предотвращает образование дефектов даже при росте многопериодных сверхрешеток. Интерфейсы InGaN/GaN имеют волнообразную шероховатость, что может влиять на свойства последующих слоев, выращенных на таких сврехрешетках. Наличие областей, в которых происходит смыкание ближайших слоев InGaN может оказывать влияние на вертикальный транспорт носителей заряда. Характер такого влияния сложен и будет исследован далее на примере светодиодных структур.



а)



б)



в)

Рис. 5.4. Спектры фотолюминесценции, полученные при температуре $T=10$ К при различной плотности мощности оптического возбуждения (накачке), для структур с а) 6-ю периодами, с б) 30-ю периодами и в) 60-тью периодами слоев InGaN и GaN в КПСР, соответственно [A10].

5.2. Исследование влияния барьера на основе InGaN/GaN КПСР между активной областью светодиодной гетероструктуры и областью р-легирования на транспорт носителей заряда и излучательные свойства активной области.

В традиционной светодиодной гетероструктуре практически вся рекомбинация электрон-дырочных пар происходит в слое InGaN, ближайшем к р-области [А9, 241]. При этом толщина барьера GaN, разделяющего последнюю КЯ и блокирующий слой р-AlGaN, составляет несколько нанометров и сильно влияет на эффективность излучения. Нами было предложено использовать вместо барьера GaN короткопериодную InGaN/GaN сверхрешетку с целью улучшения инжекции дырок в активную область.

Для изучения влияния верхней КПСР InGaN/GaN на ВКЭ были выращены светодиодные структуры синего диапазона, содержащие в активной области три квантоворазмерных слоя InGaN, осажденных на 12-ти периодной InGaN/GaN КПСР, сформированных с использованием прерываний роста и представляющих собой массив островков (Рис. 5.5а и б), и барьер между активной областью и р-AlGaN на основе КПСР InGaN/GaN с числом периодов равным 8, 12 и 16. На Рис. 5.5а приведено схематическое изображение светодиодной структуры, а на Рис. 5.5в токовые зависимости ВКЭ выращенных структур. Установлено, что увеличение толщины, т.е. числа периодов, InGaN/GaN КПСР между активной областью и слоем р-AlGaN приводит к увеличению эффективности излучения, как показано на Рис. 5.5в. Использование вместо КПСР постоянного состава варизонной КПСР привело к дальнейшему ~2-х кратному увеличению квантовой эффективности. Это, по-видимому, связано с тем, что при использовании варизонной КПСР происходит увеличение содержания индия по направлению от р-AlGaN к активному слою InGaN, что в свою очередь приводит к улучшению инжекции дырок в активную область.

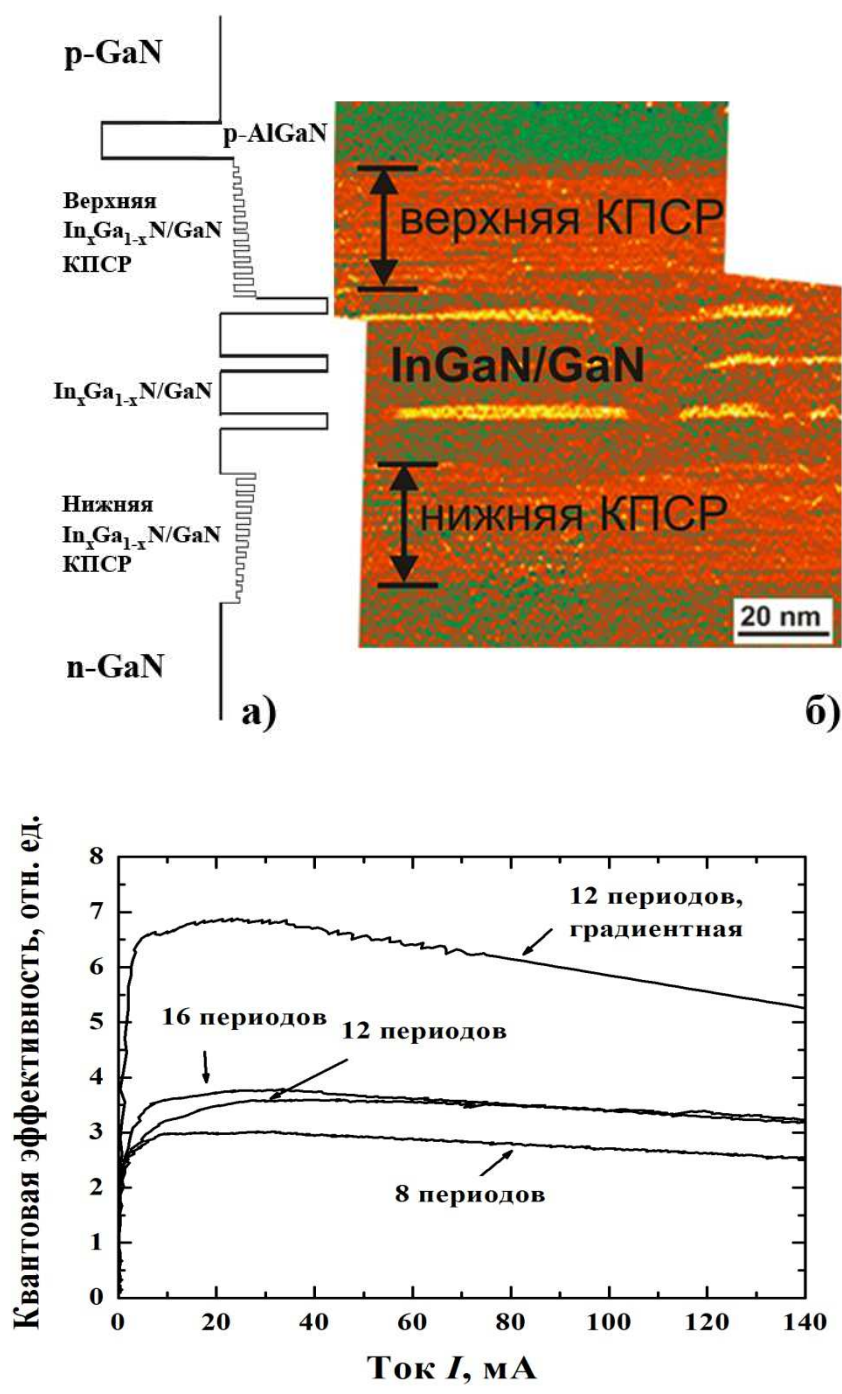


Рис. 5.5. а) Схематическое изображение активной области светодиодной гетероструктуры, которая содержит три квантоворазмерных слоя InGaN , верхнюю и нижнюю КПСР. б) Изображение поперечного сечения $(01\bar{1}0)$ активной области, полученное методом ПЭМ высокого разрешения вдоль дифракционного вектора $g = 0002$ и обработанное методом анализа геометрической фазы. в) Зависимости внешней квантовой эффективности от тока светодиодных гетероструктур, излучающих в синем диапазоне длин волн (460 нм) с КПСР с числом периодов слоев InGaN/GaN равным 8, 12 и 16, соответственно [A9].

Помимо улучшения инжекции использование InGaN/GaN КПСР позволяет увеличить расстояние между активной областью и р-областью, легированной атомами Mg, которые создают в GaN центры безызлучательной рекомбинации. Следовательно, диффузия атомов Mg в активную область при росте р-легированной части структуры может ухудшить ВКЭ излучения светодиодных гетероструктур. Изучение диффузии атомов магния в исследуемых светодиодных гетероструктурах, в которых между активной областью и слоем p-AlGaIn помещался барьер GaN толщиной 8 нм (Рис. 5.6 (□)) и 24 нм (Рис. 5.6 (▽)), или градиентная КПСР толщиной 24 нм (Рис. 5.6 (△)), было проведено с помощью вторичной ионной масс спектроскопии [78, 191]. На Рис. 5.6 приведены профили легирования Mg исследованных образцов, где положения квантоворазмерного слоя InGaIn в активной области показаны стрелками [A9].

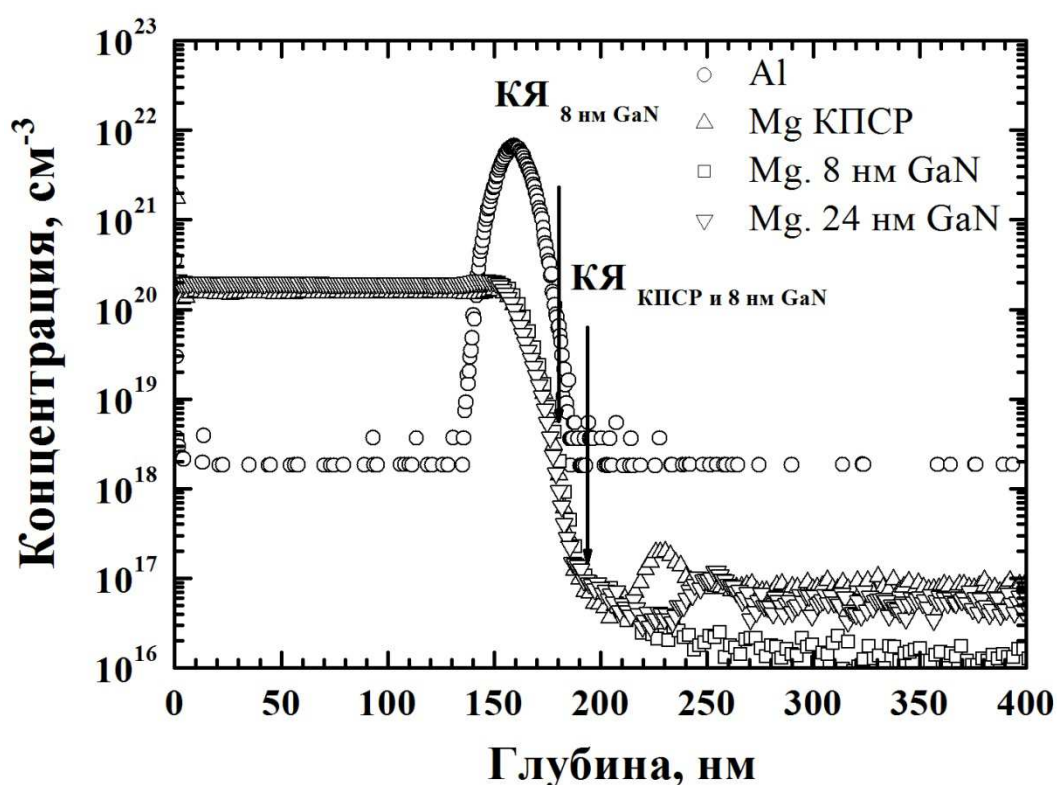


Рис. 5.6. Профили легирования атомами Mg, полученные методом вторичной ионной масс спектроскопии в исследуемых светодиодных гетероструктурах, содержащих между активной областью и слоем p-AlGaIn барьер GaN толщиной 8 нм (□), 24 нм (▽) и градиентную КПСР толщиной 24 нм (△). Стрелками обозначены положения активного квантоворазмерного слоя InGaIn в активной области [A9].

Из приведенных профилей установлено, что для всех структур профили Mg совпадают, что свидетельствует о том, что наличие КПСР не блокирует диффузию атомов Mg. Для структур с КПСР и толстым GaN барьером концентрация Mg составляет $9.5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, в то время как для структуры с 8 нм GaN барьером концентрация Mg в слое InGaN составляет $3.7 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, добавление верхней КПСР в светодиодной гетероструктуре, приводит к смещению активных квантоворазмерных слоев InGaN от области р-легирования, что уменьшает в них концентрацию атомов Mg, и следовательно, снижает плотность глубоких дефектов, подавляющих эффективность излучения.

Для исследования влияния количества активных квантоворазмерных слоев InGaN в активной области на ВКЭ светодиодных гетероструктур синего диапазона были исследованы структуры, которые содержат в активной области верхнюю и нижнюю КПСР и 1, 2 и 3 активных слоя InGaN толщиной 2 нм, разделенных барьерами GaN толщиной 7 нм [A9, 134, 137].

Как показано на Рис. 5.7 положения максимумов спектров ЭЛ для исследованных структур, содержащих 1, 2 и 3 активных слоя InGaN, меняются слабо и составляют 2.784, 2.723 и 2.761 эВ, соответственно. Из зависимостей внешней квантовой эффективности от тока, приведенных на вставке Рис. 5.7. видно, что внешняя квантовая эффективность слабо зависит от количества слоев InGaN в активной области и наибольшей ВКЭ обладает структура с двумя активными слоями InGaN.

Таким образом, использование короткопериодных сверхрешеток InGaN/GaN в активной области светодиодных гетероструктур синего диапазона позволило увеличить ВКЭ излучения в интервале длин волн от 420 до 460 нм за счет оптимизации транспорта носителей заряда в активную область и уменьшения числа дефектов в активной области, вызванных диффузией атомов Mg [A9].

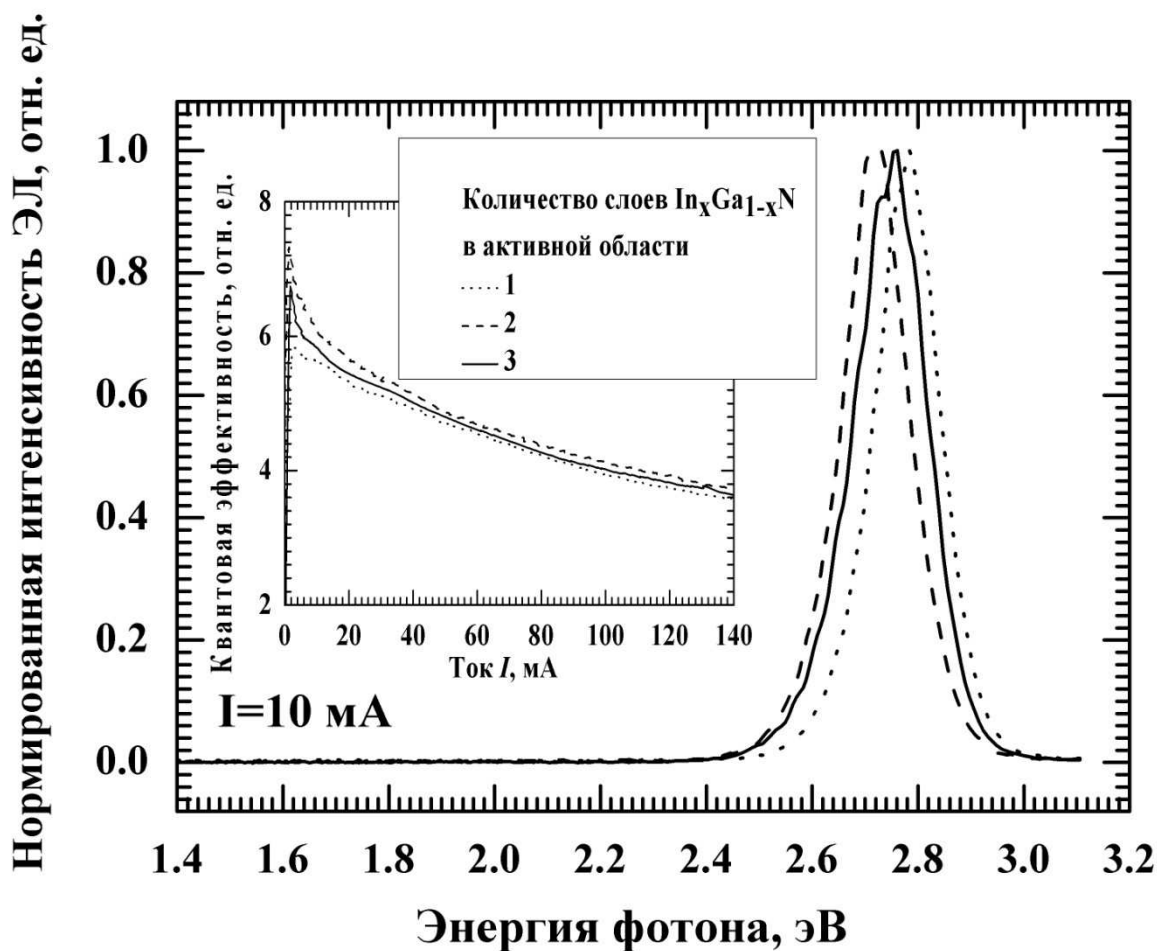


Рис. 5.7. Спектры электролюминесценции светодиодных гетероструктур, содержащих в активной области 1, 2 и 3 активных слоя InGaN , находящихся между двумя КПСР. На вставке приведены зависимости внешней квантовой эффективности от тока [A9, 137].

5.3. Светодиодные гетероструктуры желто-зеленого диапазона с активной областью на основе квантоворазмерных слоев InGaN и КПСР InGaN/GaN

Увеличение содержания индия в квантоворазмерных слоях InGaN в активной области светодиодов, необходимое для сдвига в сторону больших длин волн, приводит к возникновению значительных механических напряжений из-за значительного рассогласования параметров кристаллической решетки в системе GaN-InN . Как было показано в работе [241], наличие напряжений в слое InGaN смещает химическое равновесие в сторону усиления десорбции индия, снижая

эффективность вхождения индия в растущий слой [71, 242], кроме того, большое содержание индия в слоях InGaN приводит к образованию дислокаций несоответствия.

Для увеличения внешней квантовой эффективности светодиодных гетероструктур на основе InGaN/GaN, излучающих в желто-зеленой области спектра в диапазоне длин волн 530 - 560 нм, с использованием результатов, полученных в предыдущих разделах, были исследованы различные варианты дизайна (последовательности слоев) активной области светодиодной гетероструктуры: структура элементарного дизайна, содержащая в активной области один активный слой InGaN с высоким содержанием индия; структура с одной КПСР, под активной областью; и структура с двумя КПСР, осажденными как под активной областью, так и вместо барьера между активной областью и блокирующим слоем p-AlGaN. Между нижней КПСР и активной областью выращивался при температуре роста КПСР низкотемпературный барьер GaN.

На Рис. 5.8а приведены спектры электролюминесценции при токе 10 мА светодиодных гетероструктур желто-зеленого диапазона с различным дизайном активной области. На вставке Рис. 5.8а приведены экспериментальные зависимости внешней квантовой эффективности от тока. Структура элементарного дизайна (Рис. 5.8а, кривая д1) имеет невысокую ВКЭ, а положение максимума электролюминесценции составляет 560 нм [A11, 243 - 247].

Добавление КПСР ниже активной области приводит к росту внешней квантовой эффективности (Рис. 5.8а, на вставке) и уширению спектра за счет появления двух максимумов при 555 и 530 нм (Рис. 5.8а, кривая д2). Такое изменение спектра, вероятно, связано с частичной трансформацией активного слоя InGaN, вызванной упругими напряжениями в КПСР. Спектр электролюминесценции светодиодной структуры, содержащей две КПСР, имеет два пика с максимумами на 555 и 510 нм (Рис. 5.8а, кривая д3), соответственно.

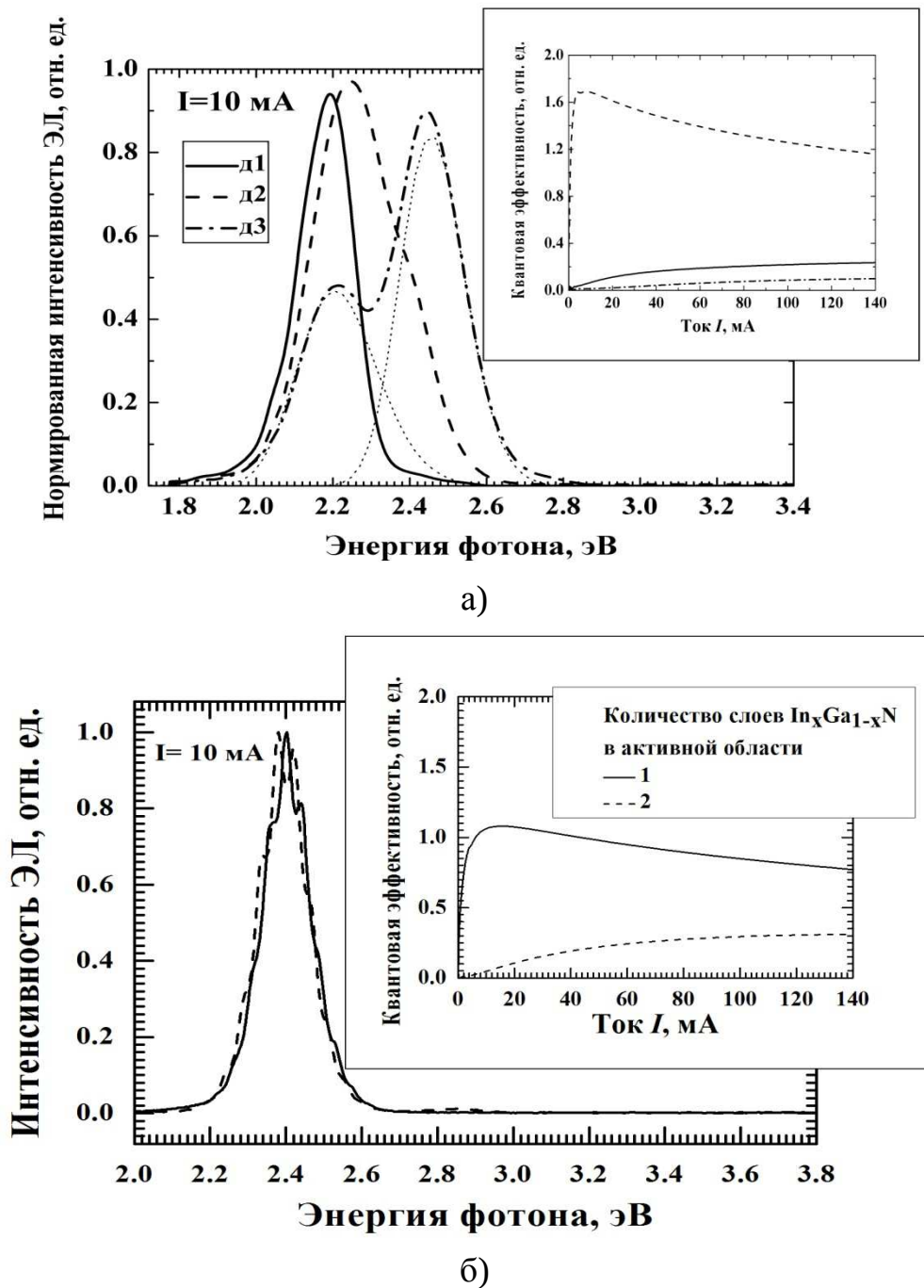
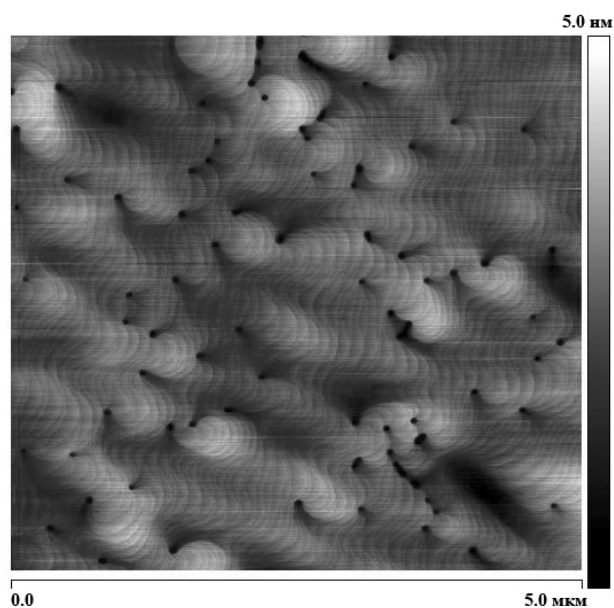


Рис. 5.8. а) Спектры электролюминесценции светодиодных гетероструктур желто-зеленого диапазона с различным дизайном активной области на основе короткопериодных сверхрешеток при токе 10 мА. На вставке приведены экспериментальные зависимости внешней квантовой эффективности от тока, протекающего через светодиод. б) Спектры электролюминесценции выращенных гетероструктур желто-зеленого диапазона, содержащих в активной области 1 и 2 активных слоя InGa_xN , а также КПСР, осажденную под активными слоями. На вставке приведены зависимости внешней квантовой эффективности от тока [244].

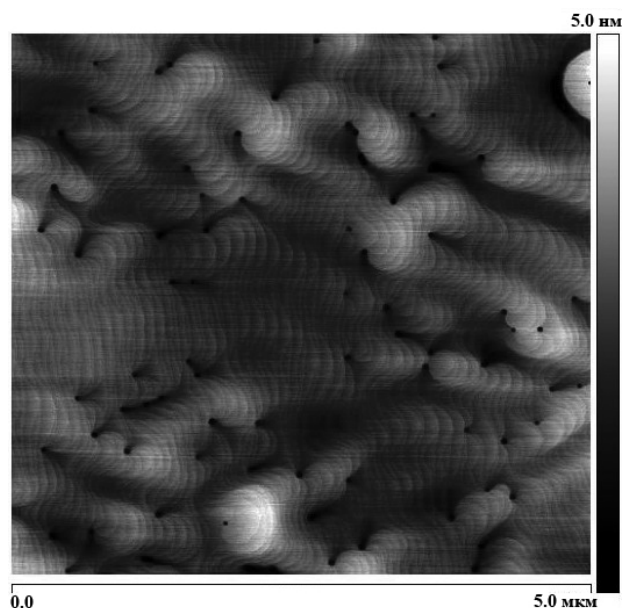
Добавление верхней КПСР приводит к падению эффективности ниже, чем для светодиодной структуры элементарного дизайна (Рис. 5.8а, на вставке), что может быть связано с увеличением упругих напряжений в слоях активной области и формированием дефектов. Увеличение числа активных слоев InGaN в светодиодных гетероструктурах, содержащих одну нижнюю КПСР, от 1 до 2 не приводит к изменению положения максимума спектра ЭЛ, составляющего 2.4 эВ, но приводит к значительному снижению ВКЭ от тока (Рис. 5.8б, вставка). Таким образом, для светодиодных структур желто-зеленого диапазона оптимальным дизайном, обеспечивающим максимальную эффективность излучения, является последовательность слоев, содержащая один слой InGaN, под которым находится КПСР InGaN/GaN и последующий барьер GaN, выращенный при пониженной температуре.

Для исследования зависимости ВКЭ светодиодных гетероструктур желто-зеленого диапазона от числа периодов КПСР были выращены структуры, в которых общая толщина области КПСР была постоянной и составляла 24 нм, а количество периодов КПСР изменялось от 1 до 24 за счет различного числа прерываний роста в атмосфере водорода. Время прерывания роста было постоянным для всех структур с различным числом периодов.

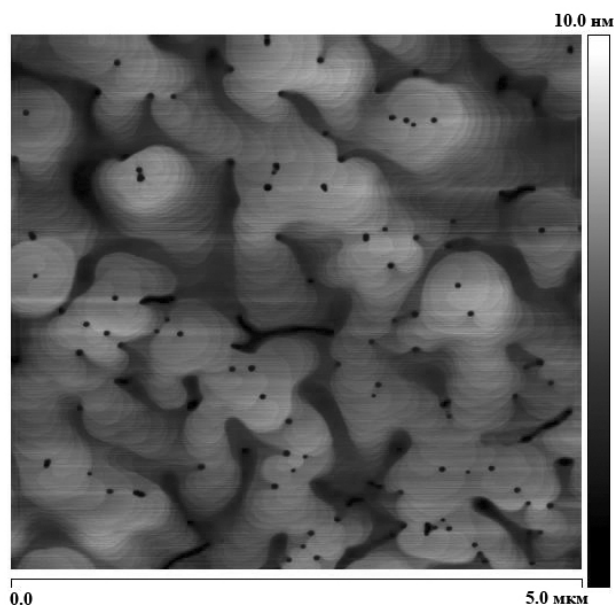
На Рис. 5.9 приведены изображения, полученные методом АСМ, поверхности гетероструктур, содержащих InGaN/GaN КПСР с выращенным сверху низкотемпературным слоем GaN. Число периодов и время прерывания роста в КПСР составляли для трех гетроструктур 3 и 80 сек. (Рис. 5.9а), 12 и 20 сек. (Рис. 5.9б), 24 и 10 сек. (Рис. 5.9в), соответственно. Как показано на Рис. 5.9, морфология поверхности слоя GaN гетероструктур, содержащих КПСР с 12 и 24 периодами (Рис. 5.9б и в), имеет двухмерную структуру. Морфология поверхности слоя GaN гетероструктуры, содержащей КПСР с 3 периодами (Рис. 5.9а), демонстрирует заметную трехмерную структуру [A15].



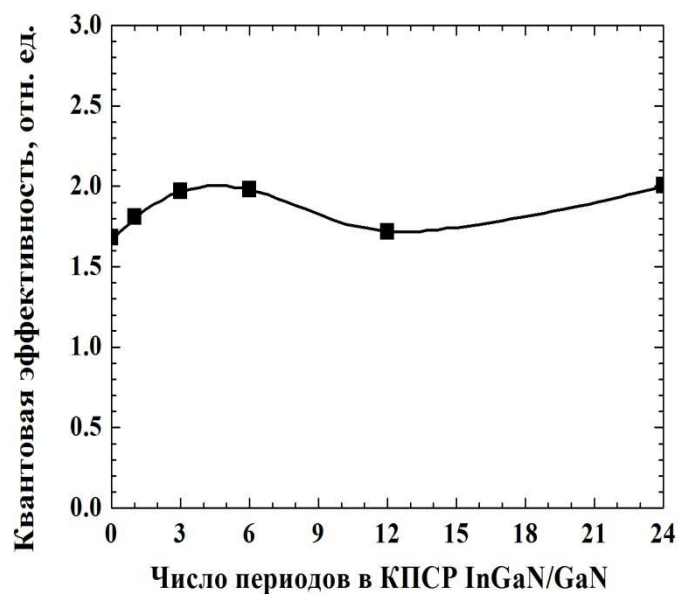
а)



б)



в)



г)

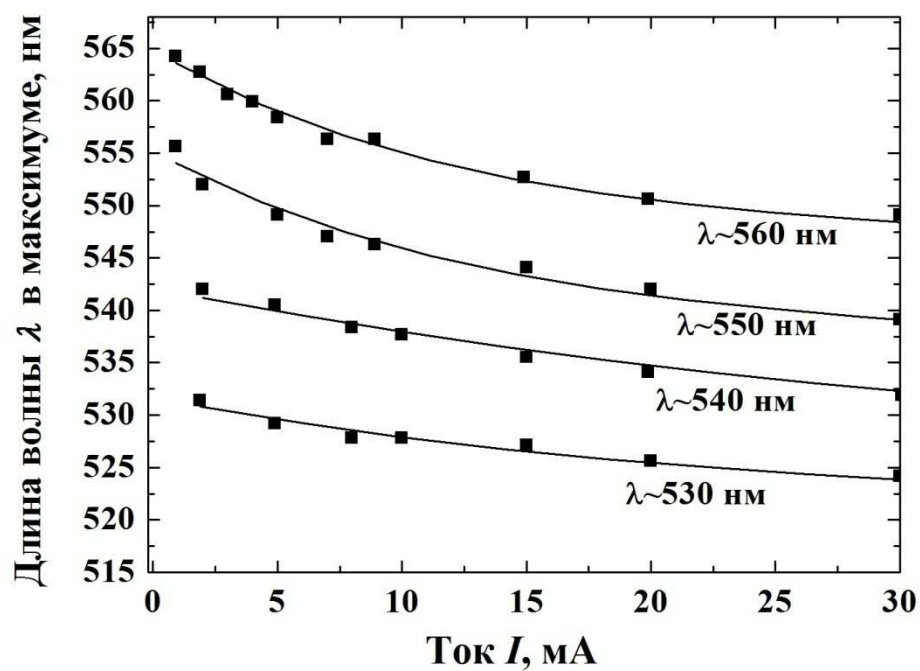
Рис. 5.9. Изображения, полученные методом АСМ, поверхности гетероструктур, которые содержат КПСР с выращенным сверху слоем GaN. а) Структура с 3-х периодной КПСР, время прерывания роста - 80 сек. б) Структура с 12 периодной КПСР, время прерывания роста - 20 сек. в) Структура с 24-х периодной КПСР, время прерывания роста - 10 сек. г) Зависимость ВКЭ светодиодов, излучающих в диапазоне длин волн от 555 до 570 нм, от числа периодов КПСР [А15].

На Рис. 5.9г приведена зависимость ВКЭ от числа периодов КПСР для светодиодных гетероструктур, излучающих в диапазоне длин волн от 555 до 570 нм. Максимальное значение ВКЭ наблюдается для светодиодных гетероструктур, с числом периодов КПСР от 3 до 6. Значение ВКЭ для структуры с 24 периодами в КПСР близко к значению ВКЭ структуры с 3-х периодной КПСР. Как показано на Рис. 5.9г, ВКЭ излучения гетероструктуры с 12 периодной КПСР заметно ниже, хотя, как было установлено из Рис. 5.9б и Рис. 5.9в, морфология поверхности в структурах с 12 и 24 периодными КПСР InGaN/GaN очень близка [244].

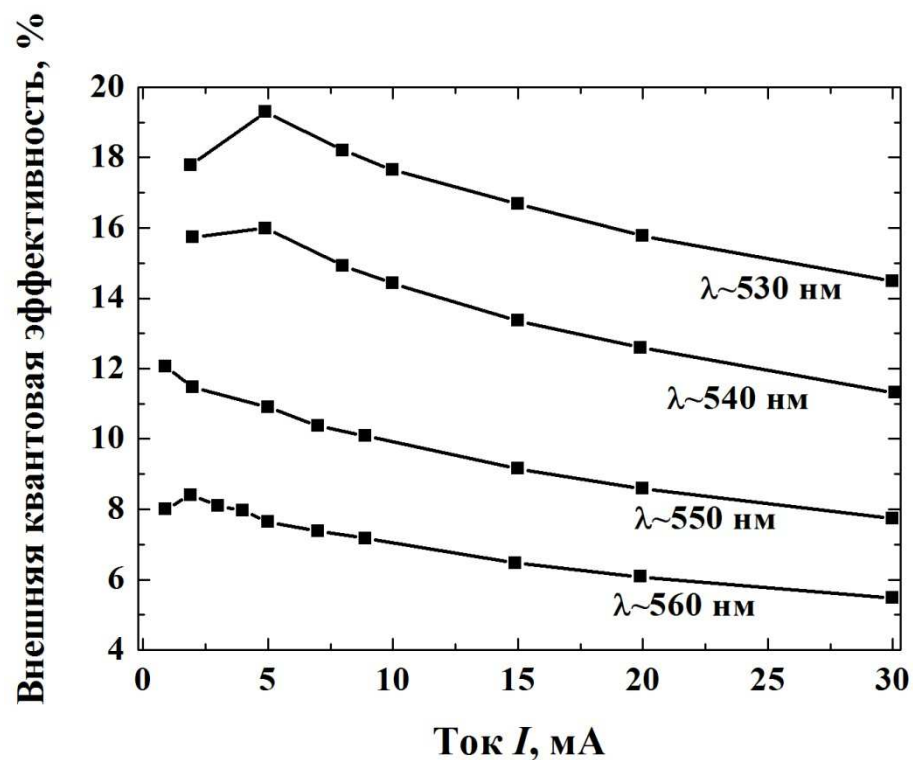
Таким образом, оптимальным дизайном гетероструктуры, излучающей в желто-зеленом диапазоне, при котором достигается максимальная ВКЭ, является один активный квантоворазмерный слой InGaN/GaN и 3-х периодная КПСР толщиной 24 нм.

На Рис. 5.10а и Рис. 5.10б приведены зависимости длины волны излучения в максимуме спектров электролюминесценции и зависимости ВКЭ от тока для светодиодов, излучающих в диапазоне длин волн от 530 до 565 нм, собранных в стандартной флип-чип геометрии, из кристаллов, произведенных из эпитаксиальных пластин, выращенных методом ГФЭ МОС. Значения максимальной внешней квантовой эффективности и соответствующей ей длины волны излучения составили 20% при 540 нм, 16% при 530 нм, 12% при 550 нм и 8% при 560 нм, соответственно [244, A11, A15, A16].

Значения внешней квантовой эффективности светоизлучающих диодов желто-зеленого диапазона, полученных в результате проведенной оптимизации активной области, содержащей короткопериодные сверхрешетки InGaN/GaN и квантоворазмерные слои InGaN, излучающих в диапазоне длин волн от 530 до 570 нм, соответствуют лучшим аналогичным светодиодным структурам ведущих мировых производителей [A11, A15, A16, 242 - 245]. Значения внешней квантовой эффективности светодиодных структур, излучающих на длине волны 560 нм, на момент исследований превышают мировой уровень.



а)



б)

Рис. 5.10. а) Зависимость длины волны излучения в максимуме спектров электролюминесценции высокоэффективных светоизлучающих диодов желто-зеленого диапазона от тока. б) Зависимости ВКЭ от тока светодиодов, излучающих в диапазоне длин волн от 530 до 565 нм [244, А11, А15, А16].

5.4. Монолитные белые дихромные светоизлучающие диоды на основе квантоворазмерных слоев InGaN и КПСР InGaN/GaN

На основе полученных результатов по созданию светодиодных гетероструктур синего и желто-зеленого диапазонов на основе комбинации квантоворазмерных слоев InGaN, имеющих островковую структуру, и КПСР барьеров, обеспечивающих эффективный транспорт носителей заряда, был исследован новый подход к созданию гетероструктур с монолитной активной областью. Он позволил частично преодолеть основные проблемы низкой ВКЭ излучения квантоворазмерных слоев InGaN с высоким содержанием индия, и позволил реализовать эффективную инжекцию носителей заряда в активную область монолитного светодиода.

Как было показано выше, использование КПСР в активной области светодиодных гетероструктур синего и желто-зеленого диапазонов позволило значительно увеличить внешнюю квантовую эффективность излучения в интервале от 420 до 460 нм и от 530 до 570 нм. Верхняя КПСР позволила улучшить транспорт носителей заряда в активную область.

Поэтому для обеспечения инжекции носителей заряда в активные слои InGaN было предложено использовать КПСР как барьер между квантоворазмерными слоями InGaN, излучающими на различных длинах волн. На Рис. 5.11 приведено изображение активной области такой монолитной белой светодиодной гетероструктуры, полученное с помощью ПЭМ высокого разрешения с использованием метода анализа геометрических фаз [A8, A16, 212]. Активная область содержит два слоя InGaN толщиной 3 нм, излучающих в синем диапазоне длин волн от 440 до 450 нм, разделенные барьером GaN толщиной около 10 нм. Слой InGaN толщиной около 3 нм, излучающий в желто-зеленом спектральном диапазоне от 540 до 560 нм, был отделен от синих слоев 12-ти периодной сверхрешеткой InGaN/GaN с толщинами слоев InGaN и GaN ~1 нм [A1, A6, A16, 249, 250].

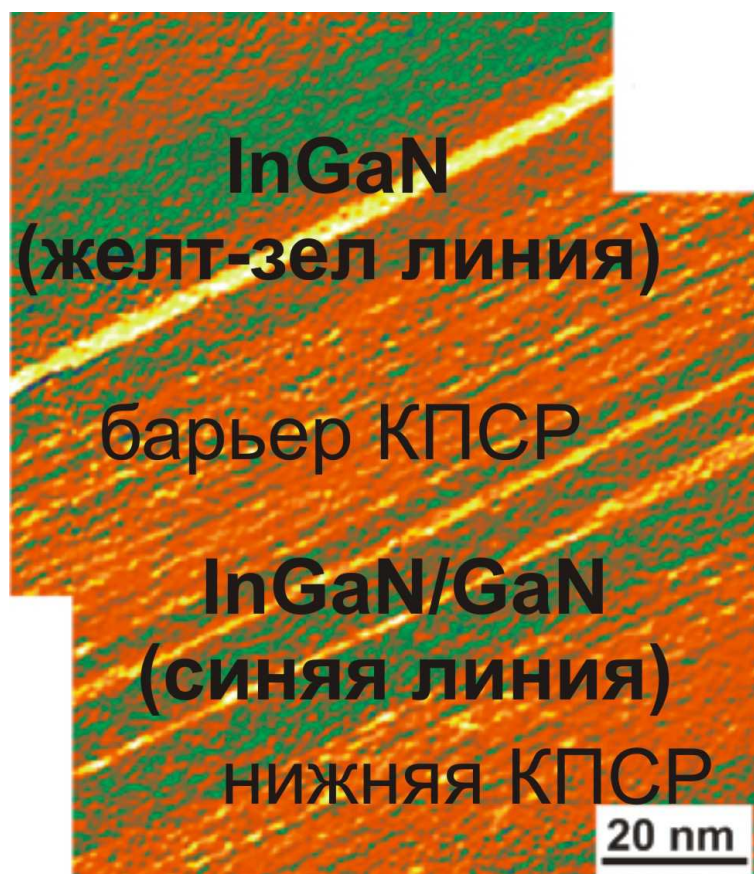


Рис. 5.11. Изображение активной области монолитного белого светодиода, полученное с помощью просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения с использованием метода анализа геометрических фаз. Указаны два квантоворазмерных слоя InGaN, излучающие в синем диапазоне длин волн; слой InGaN, излучающий в желто-зеленом диапазоне длин волн, и области короткопериодных сверхрешеток [А16].

На Рис. 5.12 приведены зависимости ВКЭ от тока монолитной гетероструктуры (Рис. 5.12, кривая 1), синей (Рис. 5.12, кривая 2) и зеленой светодиодных гетероструктур (Рис. 5.12, кривая 3) . Гетероструктуры синего и зеленого диапазонов, содержали в активных областях квантоворазмерные слои InGaN аналогичные тем, которые выращивались в монолитной гетероструктуре. Установлено, что интенсивность излучения в исследуемой структуре монолитного светодиода примерно в два раза ниже интенсивности излучения светодиодной структуры желто-зеленого диапазона (Рис. 5.13а) из-за значительного увеличения общего содержания индия в активной области, что, по-

видимому, приводит к дополнительному формированию дефектов. Однако, несмотря на увеличение общего содержания индия в активной области полученных монокристаллических светодиодов, катастрофического уменьшения внешнего квантового выхода излучения не наблюдается [А6, 248 - 250].

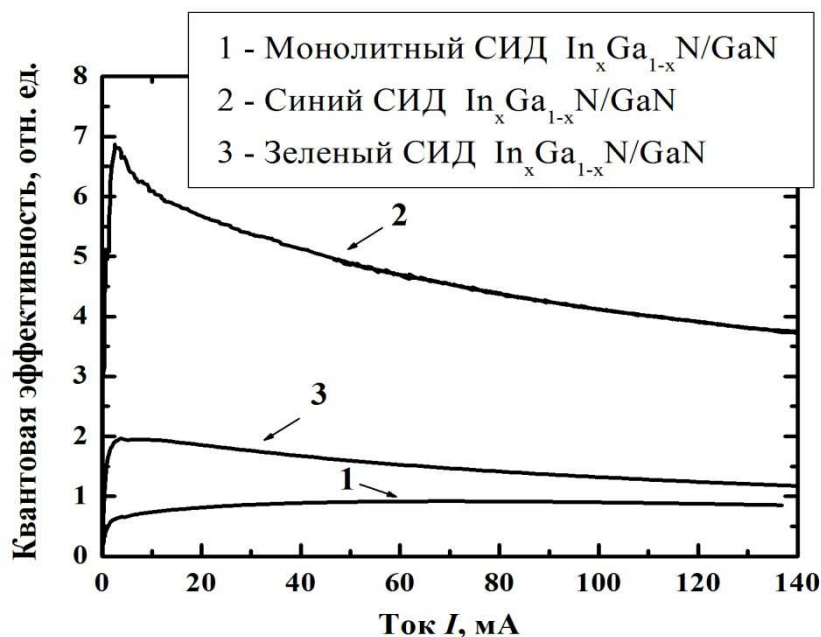


Рис. 5.12. Зависимости внешней квантовой эффективности от тока для монокристаллического белого светодиода (кривая 1), и светодиодов на основе InGaN/GaN , излучающих в синем (кривая 2) и зеленом (кривая 3) диапазонах длин волн, соответственно [А6].

На Рис. 5.13а приведены спектры электролюминесценции монокристаллического белого InGaN/GaN светодиода в диапазоне токов от 1 до 100 мА. Положения максимумов спектров ЭЛ изменяются от 438 до 434 нм и от 574 до 560 нм для линий излучения, находящихся в синей и желто-зеленой спектральной области, соответственно. Из зависимости отношения интенсивностей синей и желто-зеленой линий излучения от тока для монокристаллического белого InGaN/GaN светодиода, приведенной на Рис. 5.13б, показано, что соотношение “синей” и “зеленой” полос излучения практически не зависит от тока и составляет 1 - 1.2 в диапазоне токов от 10 до 100 мА [А6, 244, 248 - 250].

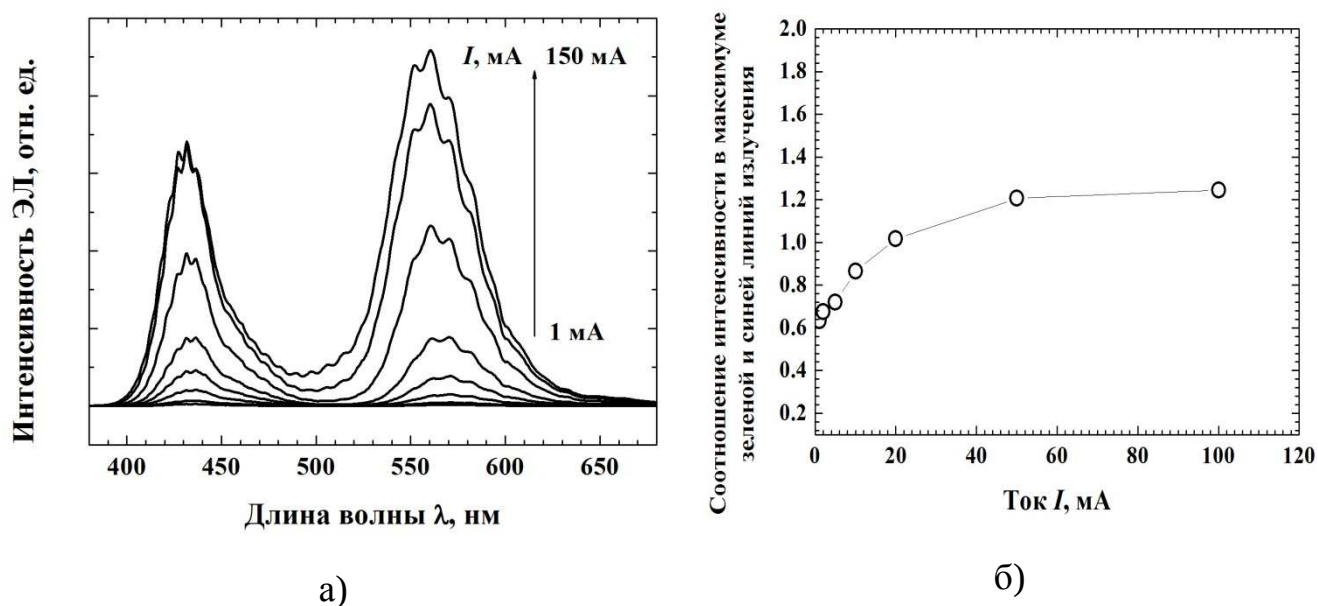


Рис. 5.13. а) Спектры электролюминесценции монолитного белого светодиода на основе InGaN/GaN при токах от 0 до 150 мА. б) Зависимость отношений пиковых интенсивностей “зеленой” и “синей” линий излучения от тока [А6].

Были проведены исследования гетероструктур светодиодов с монолитной активной областью с различными типами барьеров. На Рис. 5.14а и Рис. 5.14б приведены схематические изображения активных областей монолитных светодиодных гетероструктур, в которых в качестве барьера между квантоворазмерными слоями InGaN, излучающими в синем и желто-зеленом диапазонах длин волн, были выбраны либо КПСР с количеством периодов 6 и 12, либо слои GaN толщиной 8, 12 и 24 нм, соответственно [А1].

Установлено, что уменьшение числа периодов КПСР с 12 до 6, т.е. общей толщины КПСР, приводит к увеличению интенсивности «зеленой» линии по отношению к интенсивности «синей» линии излучения, за счет снижения инжекции дырок в нижние «синие» слои InGaN (Рис. 5.15а). В монолитных светодиодных гетероструктурах с барьером GaN уменьшение толщины барьера GaN приводит к снижению интенсивности «зеленой» линии по отношению к интенсивности «синей» линии излучения (Рис. 5.15б). Т.е. при уменьшении

толщины барьера GaN происходит уменьшение инжекции электронов в верхний «зеленый» квантоворазмерный слой InGaN.

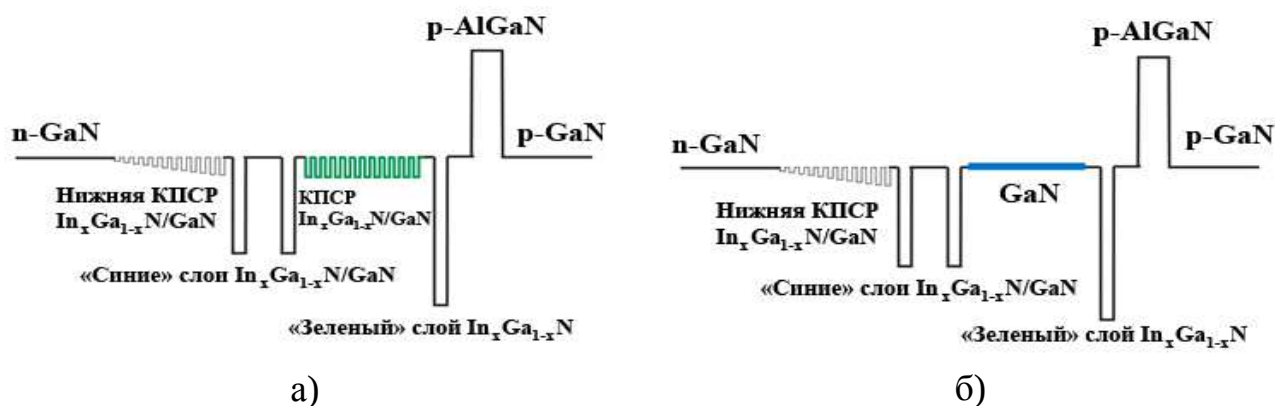


Рис. 5.14. Схематические изображения активной области монолитных светодиодов, содержащих в активной области квантоворазмерные слои InGaN с различным содержанием индия, разделенные а) короткопериодной сверхрешеткой или б) барьером GaN [A1].

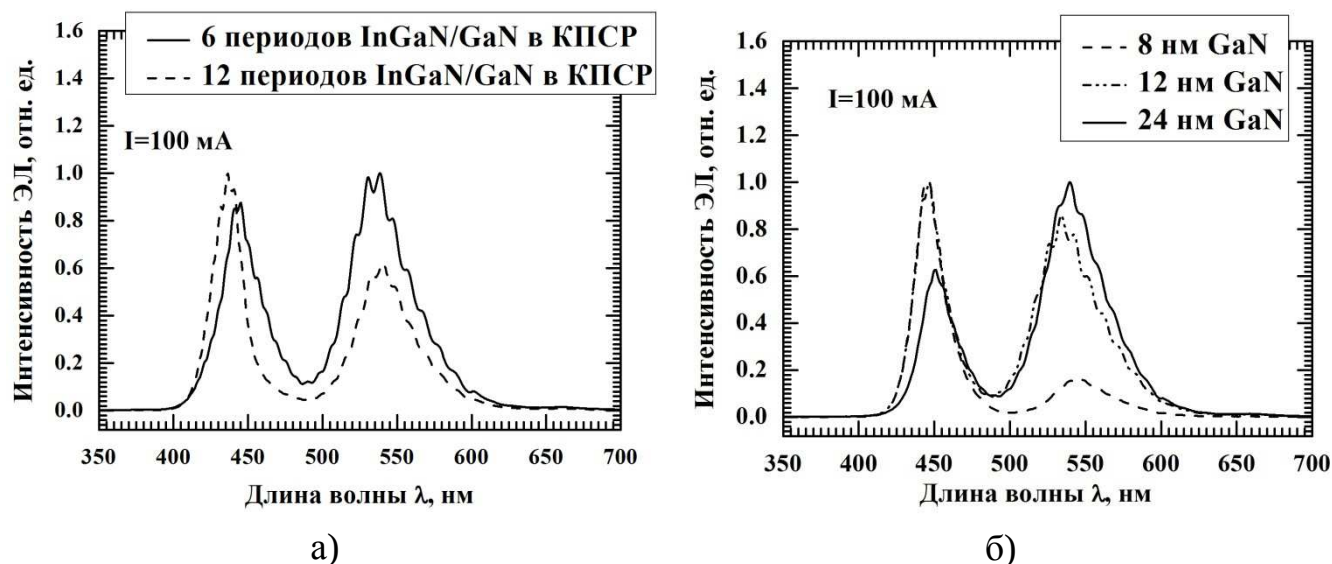


Рис. 5.15. а) и б) Спектры электролюминесценции монолитных светодиодных гетероструктур, в которых слои InGaN, излучающие в синем и желто-зеленом диапазоне, были разделены КПСР с 6 и 12 периодами или барьером GaN с толщинами 8, 12 и 24 нм, соответственно [A1].

Как показано на Рис. 5.16, ВКЭ монокристаллических светодиодных гетероструктур с 6-и и 12-и периодными КПСР в качестве барьеров практически одинакова, т.е. увеличение числа периодов не приводит к ухудшению структурного качества монокристаллической активной области. Эффективность излучения монокристаллических светодиодов с барьерами GaN толщиной 8 нм и 12 нм слегка выше, чем эффективность светодиодных гетероструктур с барьерами на основе КПСР InGaN/GaN [A1].

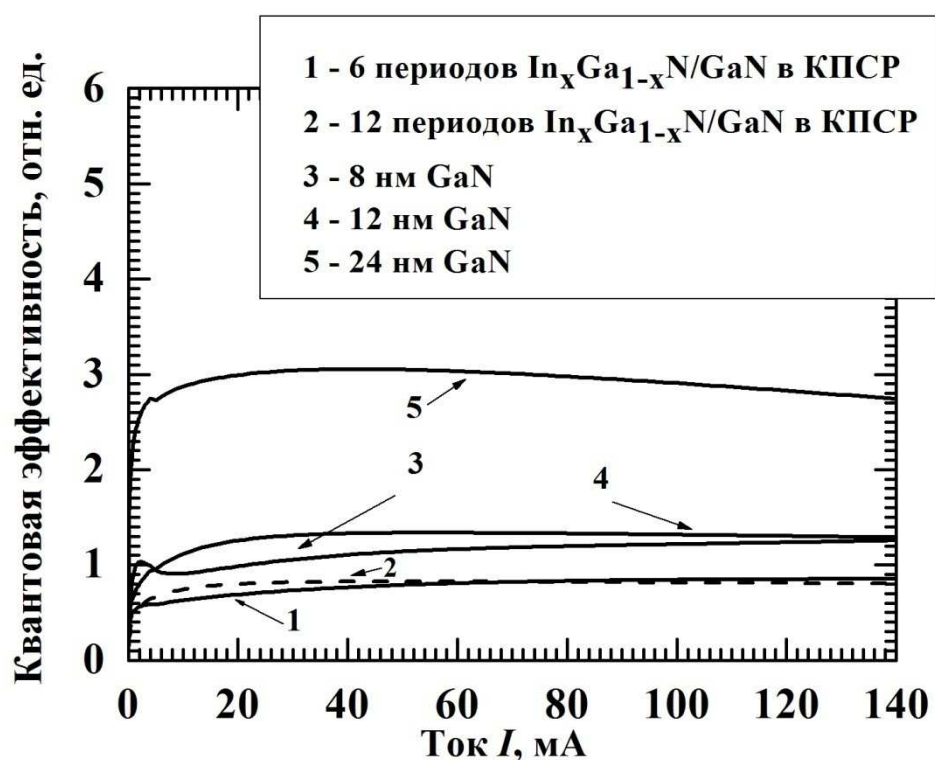
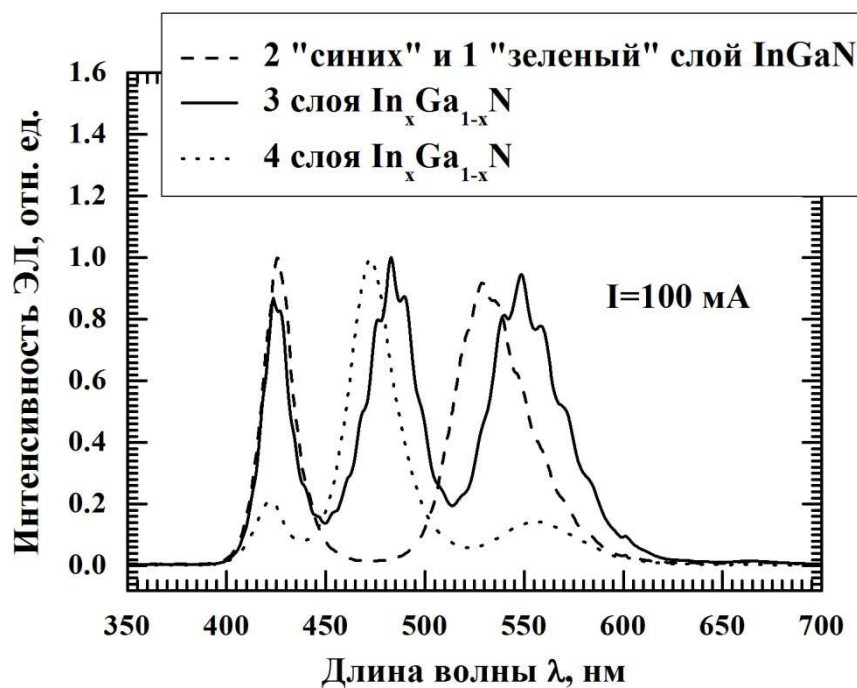


Рис. 5.16. Зависимость внешней квантовой эффективности от тока монокристаллических светодиодных гетероструктур, в которых слои InGaN, излучающие в синем и желто-зеленом диапазоне, были разделены КПСР InGaN/GaN с 6 и 12 периодами или барьером GaN с толщинами 8, 12 и 24 нм, соответственно [A1].

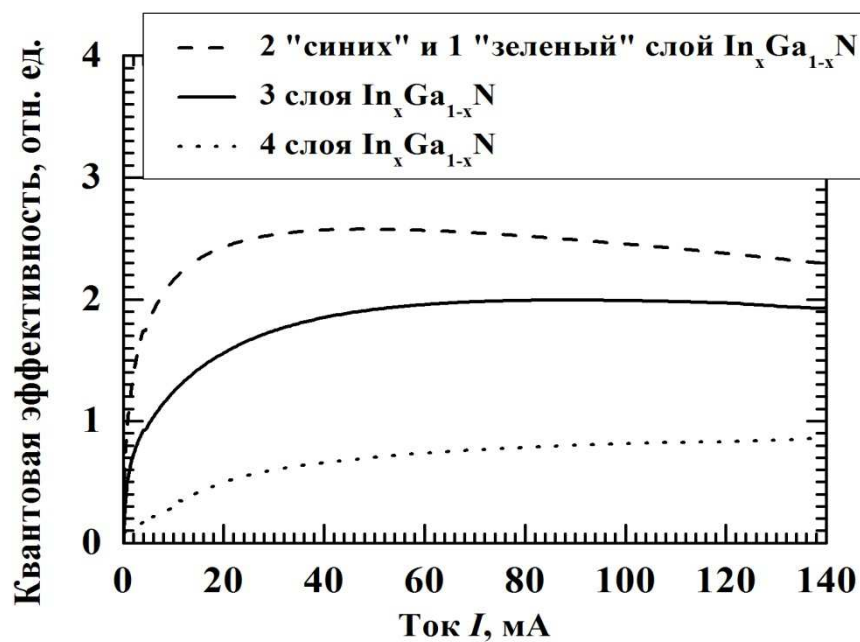
На зависимости ВКЭ от тока для структуры с барьером GaN толщиной 24 нм (Рис. 5.16, 5) наблюдается особенность в области малых токов от 5 до 10 мА, связанная с тем, что достаточно толстый барьер между квантоворазмерными слоями InGaN, излучающими в синей и желто-зеленой

областях спектра, приводит к уменьшению инжекции носителей заряда в нижние излучающие слои InGaN, а значит к увеличению интенсивности «зеленой» линии излучения (Рис. 5.15б). Монолитная светодиодная структура с барьером GaN толщиной 8 нм имеет максимальную ВКЭ (Рис. 5.16, 3) при доминировании синей полосы в спектре поскольку в этой структуре эффективность «синей» полосы является определяющей (Рис. 5.15б). Таким образом, снижение эффективности излучения в монолитных гетероструктурах с толстыми барьерами GaN или КПСР определяется в основном изменением характера инжекции носителей заряда, а не ухудшением их структурного качества [А1, 248 - 250].

Для анализа зависимости ВКЭ излучения от числа слоев в активной области монолитных светодиодных гетероструктур были исследованы гетероструктуры, содержащие в активной области 3 и 4 квантоворазмерных слоя InGaN, излучающих в диапазоне от 430 до 600 нм, разделенных барьерами GaN толщиной 8 нм. Как показано на Рис. 5.17а, увеличение числа слоев в активной области монолитной гетероструктуры до трех приводит к появлению трех максимумов излучения с длинами волн 427, 485 и 547 нм, а гетероструктура, содержащая 4 слоя InGaN, содержит линии излучения с максимумами на 422, 473 и 555 нм. Как следует из анализа зависимостей внешней квантовой эффективности от тока, приведенных на Рис. 5.17б, осаждение четырех слоев в активной области приводит к значительному снижению ВКЭ излучения, что, по-видимому, связано как с неоднородностью инжекции носителей заряда в структуре с большим числом слоев InGaN с различным содержанием индия, так и с ухудшением структурного качества, обусловленного увеличением общего содержания индия [А1].



а)



б)

Рис. 5.17. а) Спектры электролюминесценции и б) зависимости внешней квантовой эффективности от тока через монолитные светодиодные структуры, содержащие в активной области различное число активных слоев InGaN: два слоя InGaN, излучающих в синем диапазоне длин волн, и один слой InGaN, излучающий в желто-зеленом диапазоне; три активных слоя InGaN; четыре активных слоя InGaN [A1].

На Рис. 5.18 приведена цветовая диаграмма МКО 1931г, на которой приведены изменения координат цветности от тока для изученной выше дихромной монокристаллической светодиодной гетероструктуры. Изменение соотношения интенсивностей “синей” и “зеленой” линий излучения при увеличении тока приводит к сильной зависимости координат цветности от тока [А6, А16, 251]. Как показано на Рис. 5.19а, коррелированная цветовая температура белого света находится в интервале от 10000 до 5700 К при увеличении тока до 20 мА и дальше слабо меняется с током, а оптическая эффективность (люмен-эквивалент) достигает 300 лм/Вт (Рис. 5.19а).

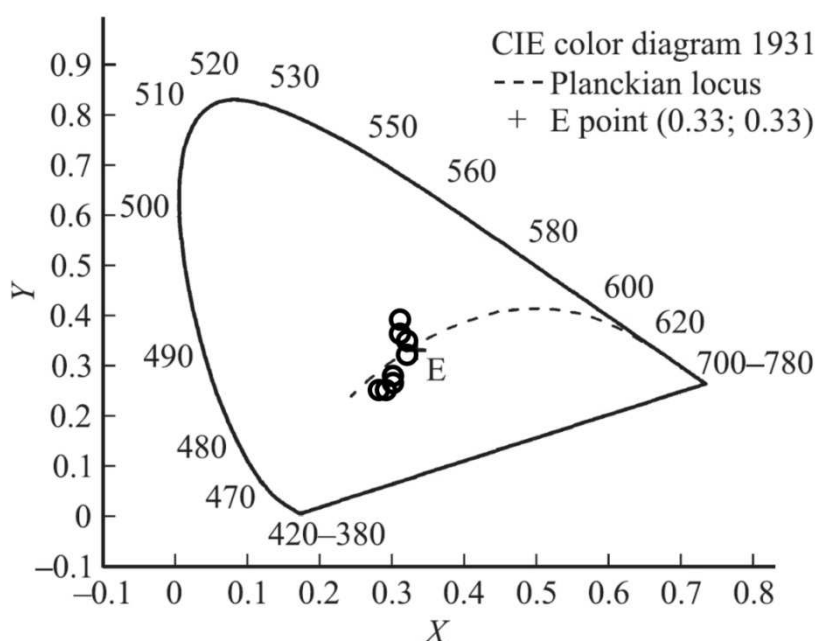


Рис. 5.18. Цветовая диаграмма МКО 1931 г. Область белого цвета расположена в центре графика. На диаграмму также нанесены линия Абсолютно Черного Тела (линия Планка) до 5000 К и линия дневного света КЦТ больше 5000 К. Приведены координаты цветности монокристаллического светодиода при различных величинах тока [А6].

Было проведено процессирование [244] эпитаксиальных пластин, выращенных методом ГФЭ МОС, и изготовление монокристаллических дихромных белых

светоизлучающих диодов. Сборка светодиодов осуществлялась с использованием флип-чип монтажа и вывод света происходил через подложку сапфира. Зависимость внешней квантовой эффективности монолитного белого светодиода (без линзы), приведенная на Рис. 5.19б, достигает своего максимального значения ~3.5 % при токе ~20 мА [244]. Измерения на собранных светодиодах показали, что внешняя квантовая эффективность монолитных дихромных белых светодиодов составляет до 10 %, светоотдача 15-20 лм/Вт, цветовая температура 9500-10000 К. В настоящее время достигнутые показатели являются рекордными и превышают мировой уровень для монолитных источников белого света [252 - 254].

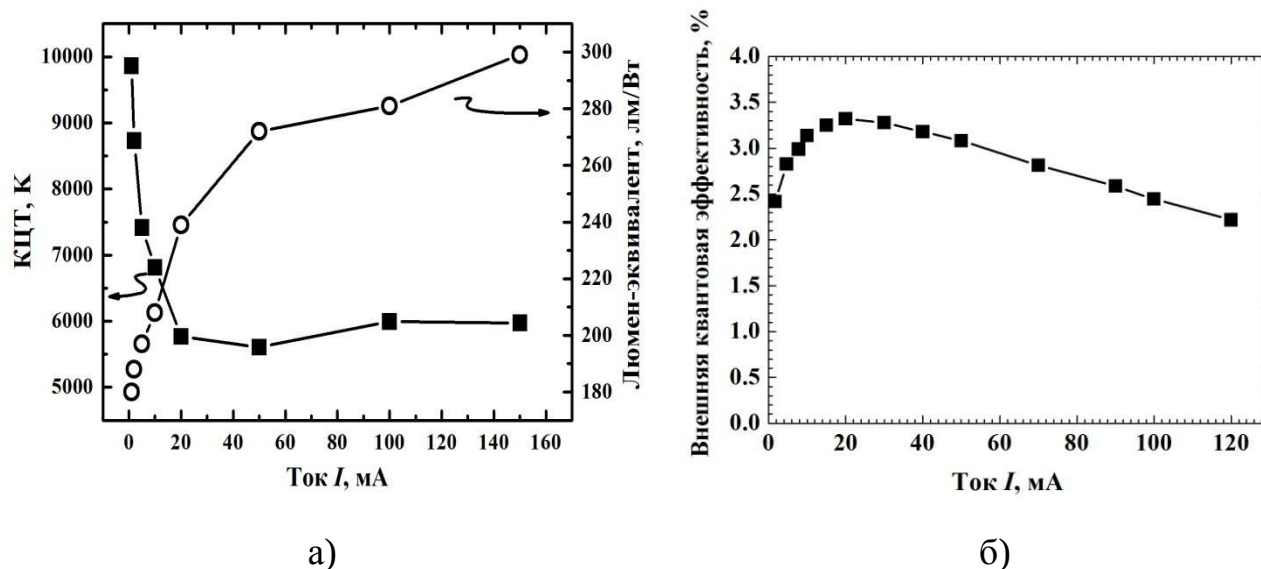


Рис. 5.19. а) Зависимость коррелированной цветовой температуры и эффективности оптического излучения монолитного белого светодиода. б) Токовая зависимость ВКЭ излучения монолитного белого светодиода [А6].

Заключение

В ходе диссертационной работы были получены следующие основные результаты:

1. Показано, что использование водорода во время роста InGaN методом ГФЭ МОС и прерываний роста после осаждения квантоворазмерных слоев InGaN позволяет получать как более однородные по содержанию индия слои, так и трансформировать сплошной слой InGaN в массив островков, что дает возможность управлять морфологией и составом слоев InGaN в активных областях светодиодных гетероструктур.
2. Показано, что субмонослойный режим эпитаксиального роста InGaN с использованием прерываний роста в водородсодержащей атмосфере реактора позволяет с помощью управления временной диаграммой подачи материалов формировать In-обогащенные области и изменять оптические свойства InGaN/GaN гетероструктур.
3. Исследованы свойства слоев InAlN, выращенных при различных условиях методом ГФЭ МОС, и показано, что однородные по распределению индия слои формируются при условиях роста компромиссных между InGaN и AlGaN: температура роста 820 - 880 °С, давление в реакторе 200 мбар, рост в атмосфере азота и концентрация аммиака не выше 40 %. Исследованы свойства РБО InAlN/GaN, выращенных при оптимальных условиях, и показана возможность реализации коэффициента отражения более 99 % в видимом диапазоне длин волн от 460 до 610 нм, и получения светодиодов синего диапазона, содержащих легированный кремнием РБО под InGaN/GaN активной областью, демонстрирующих высокую ВКЭ излучения. На основе проведенной оптимизации роста InAlN получены InAlN/AlN/GaN НЕМТ транзисторы с током насыщения 1600 мА/мм и крутизной 200 мС/мм.

4. Показано, что применение композитной InGaN/GaN/InAlN гетероструктуры в активной области светодиодных структур позволяет реализовать излучение в красной области спектра с длиной волны излучения ~ 620 нм.
5. Показано, что использование в светодиодных гетероструктурах синего диапазона в качестве барьера между InGaN/GaN активной областью и областью р-легирования КПСР InGaN/GaN позволяет улучшить структурное качество активной области и повысить ВКЭ излучения.
6. Исследованы зависимости оптических свойств светодиодных гетероструктур желто-зеленого диапазона, содержащих в активной области квантоворазмерный слой InGaN высокого состава, осажденный на КПСР InGaN/GaN, от толщин слоев и числа периодов КПСР и определены их оптимальные значения, позволяющие реализовать высокую ВКЭ излучения.
7. На основании исследований свойств светодиодных гетероструктур синего и желто-зеленого диапазона детально исследована конструкция белого монолитного светодиода, содержащего квантоворазмерные слои InGaN, излучающие в синей и желто-зеленой областях спектра, разделенные барьерами различного типа GaN или КПСР InGaN/GaN. Показано, что изменение толщины и типа барьера влияет на ВКЭ и цветовые параметры излучения, причем использование КПСР в качестве барьера позволяет повысить ВКЭ и получить излучение с координатами цветности, соответствующими области естественного (холодного) белого света с коррелированной цветовой температурой ~ 5000 К.

В заключении мне хочется поблагодарить всех, чье участие, помощь и поддержка способствовали проведению исследований и написанию диссертационной работы. Прежде всего, моего научного руководителя Цацульникова Андрея Федоровича, коллег, без помощи которых эта работа была бы невозможна: Сахарова Алексея Валентиновича, Лундина Всеволода Владимировича, Заварина Евгения Евгеньевича, Николаева Андрея Евгеньевича,

Лундину Елену Юльевну, Сеницына Михаила Алексеевича, Черкашина Николая Анатольевича, Устинова Виктора Михайловича, Мизерова Михаила Николаевича, а также других сотрудников лабораторий ФТИ им. А.Ф. Иоффе и НТЦ Микроэлектроники РАН.

Часть результатов диссертационной работы получена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (соглашение о субсидии № 14.607.21.0003 от 05.06.2014 , уникальный код проекта: RFMEFI60714X0003) и с использованием оборудования ЦКП "Материаловедение и диагностика в передовых технологиях".

Публикации по теме диссертации

Публикации в периодических изданиях, рекомендованных ВАК:

- [A1] Цацульников А.Ф., Лундин В.В., Сахаров А.В., Заварин Е.Е., Усов С.О., Николаев А.Е., Сеницын М.А., Черкашин Н.А., Карпов С.Ю. Исследование влияния дизайна активной области монокристаллических многоцветных светодиодных гетероструктур на спектры и эффективность их излучения // Физика и Техника Полупроводников. 2015. - Т. 49. №11. - С. 1563-1568.
- [A2] Tsatsulnikov A. F., Lundin W. V., Sakharov A. V., Nikolaev A. E., Zavarin E. E., Usov S. O., Yagovkina M. A., Hýtch M. J., Korytov M., Cherkashin N. Formation of Three-Dimensional Islands in the Active Region of InGaN Based Light Emitting Diodes Using a Growth Interruption Approach // Science of Advanced Materials. 2015. - V.7. - P. 1629-1635.
- [A3] Цацульников А.Ф., Лундин В.В., Заварин Е.Е., Сахаров А.В., Мусихин Ю.Г., Усов С.О., Мизеров М.Н., Черкашин Н.А. Гетероструктуры InGaN/GaN, выращенные методом субмонослойного осаждения // Физика и Техника Полупроводников. 2012. - Т. 46. №10. - С. 1357-1362.
- [A4] Цацульников А.Ф., Лундин В.В., Заварин Е.Е., Николаев А.Е., Сахаров А.В., Рожавская М.М., Усов С.О., Брунков П.Н., Сеницын М.А., Дадыдов Д.В., Мизеров М.Н., Черкашин Н.А. Композитные InGaN/GaN/InAlN-гетероструктуры, излучающие в желто-красной области спектра // Физика и Техника Полупроводников. 2012. - Т. 46. №10. - С. 1304-1308.
- [A5] Цацульников А.Ф., Лундин В.В., Заварин Е.Е., Николаев А.Е., Сахаров А.В., Сизов В.С., Усов С.О., Мусихин Ю.Г., Gerthsen D. Влияние водорода на локальную фазовую сепарацию в тонких слоях InGaN и свойства светодиодных структур на их основе // Физика и Техника Полупроводников. 2011. - Т. 45. №2. - С. 274-279.

- [A6] Цацульников А.Ф., Лундин В.В., Сахаров А.В., Заварин Е.Е., Усов С.О., Николаев А.Е., Крыжановская Н.В., Сеницын М.А., Сизов В.С., Закгейм А.Л., Мизеров М.Н. Монолитный белый светодиод с активной областью на основе квантовых ям InGaN, разделенных короткопериодными InGaN/GaN сверхрешетками // Физика и Техника Полупроводников. 2010. - Т. 44. №6. - С. 837-840.
- [A7] Усов С.О., Заварин Е.Е., Цацульников А.Ф., Лундин В.В., Сахаров А.В., Николаев А.Е., Сеницын М.А., Трошков С.И., Леденцов Н.Н. Структурные и оптические свойства InAlN/GaN распределенных брегговских отражателей // Физика и Техника Полупроводников. 2010. - Т. 44. №7. - С. 981-985.
- [A8] Цацульников А.Ф., Заварин Е.Е., Крыжановская Н.В., Лундин В.В., Сахаров А.В., Усов С.О., Брунков П.Н., Гончаров В.В., Черкашин Н.А., Nytych M. Формирование композитных квантовых точек InGaN/GaN/InAlN // Физика и Техника Полупроводников. 2010. - Т. 44. №10. - С. 1382-1386.
- [A9] Цацульников А.Ф., Лундин В.В., Сахаров А.В., Заварин Е.Е., Усов С.О., Николаев А.Е., Черкашин Н.А., Бер Б.Я., Казанцев Д.Ю., Мизеров М.Н., Нее Seok Park, Nytych M., Hue F. Варизонная активная область на основе короткопериодных InGaN/GaN сверхрешеток для мощных светоизлучающих диодов диапазона 440-470 нм // Физика и Техника Полупроводников. 2010. - Т. 44. №1. - С. 96-100.
- [A10] Крыжановская Н.В., Лундин В.В., Николаев А.Е., Цацульников А.Ф., Сахаров А.В., Павлов М.М., Черкашин Н.А., Вальковский Г.А., Яговкина М.А., Усов С.О. Исследования оптических и структурных свойств короткопериодных сверхрешеток InGaN/GaN для активной области светоизлучающих диодов // Физика и Техника Полупроводников. 2010. - Т. 44. №6. - С. 875-863.
- [A11] Лундин В.В., Николаев А.Е., Сахаров А.В., Заварин Е.Е., Усов С.О., Сизов В.С., Закгейм А.Л., Черняков А.Е., Цацульников А.Ф.

Высокоэффективные InGaN/GaN/AlGaN светодиоды с короткопериодной InGaN/GaN сверхрешеткой для диапазона 530-560 nm // Письма в Журнал Технической Физики. 2010. - Т. 36. №22. - С. 89-95.

[A12] Usov S.O., Tsatsulnikov A.F., Lundin V.V., Sakharov A.V., Zavarin E.E., Sizov D.S., Musikhin Yu.G., Bert N.A., Arakcheeva E.M., Ledentsov N.N. Analysis of the local indium composition in an ultrathin InGaN layers // Semicond. Sci. Technol. 2007. - V. 22. - P. 528-532.

[A13] Цацульников А.Ф., Лундин В.В., Сахаров А.В., Заварин Е.Е., Усов С.О., Николаев А.Е., Яговкина М.А., Устинов В.М., Черкашин Н.А. Эпитаксиальный рост гетероструктур GaN/AlN/InAlN для HEMT транзисторов в горизонтальных МОС-гидридных реакторах различных конструкций // Физика и Техника Полупроводников. 2016. - Т. 50. №9. - С. 1263-1269.

Труды конференций и тезисы докладов:

[A14] Effect of stimulated phase separation on properties of blue, green and monolithic white LEDs / A. F. Tsatsulnikov, W. V. Lundin, A. V. Sakharov, E. E. Zavarin, S. O. Usov, A. E. Nikolaev, V. S. Sizov, A. L. Zakgeim, M. N. Mizerov, N. A. Cherkashin, and M. Hytch // 9th International Conference on Nitride Semiconductors (ICNS-9) (Glasgow, UK, 10-15 July, 2011) // Physica Status Solidi (c). 2012. - V. 9(3). - P. 774-777.

[A15] Single quantum well deep-green LEDs with buried InGaN/GaN short-period superlattice / W.V. Lundin, A.E. Nikolaev, A.V. Sakharov, E.E. Zavarin, G.A. Valkovskiy, M.A. Yagovkina, S.O. Usov, N.V. Kryzhanovskaya, V.S. Sizov, P.N. Brunkov, A.L. Zakgeim, A.E. Cherniakov, N.A. Cherkashin, M.J. Hytch, E.V. Yakovlev, D.S. Bazarevskiy, M.M. Rozhavskaya, A.F. Tsatsulnikov // 15th International Conference on Metalorganic Vapor Phase Epitaxy (ICMOVPE-XV)

(Incline Village, Nevada, USA, 23-28 May, 2010) // Journal of Crystal Growth. 2011. - V. 315(1). - P. 267-271.

- [A16] InGaN/GaN Short-Period Superlattices: Synthesis, Properties, Applications / A. F. Tsatsulnikov, W. V. Lundin, A. V. Sakharov, E. E. Zavarin, S. O. Usov, A. E. Nikolaev, N. V. Kryzhanovskaya, V.S. Sizov, A. E. Chernyakov, A. L. Zakgeim, N.A. Cherkashin, M. Hytch // Proceedings of IWN2010 (Florida, USA, 19-24 September, 2010) // Physica Status Solidi (c). 2011. - V. 8(7 - 8). - P. 2308-2310.
- [A17] Optoelectronic structures with InAlN layers grown by MOVPE / A. V. Sakharov, W. V. Lundin, E. E. Zavarin, M. A. Sinitsyn, S. O. Usov, A. E. Nikolaev, S. I. Troshkov, M. A. Yagovkina, D. V. Davydov, N. A. Cherkashin, M. Hytch J., F. Hue, P. N. Brunkov, A. F. Tsatsulnikov // Proceedings of ICPS2010 (Seoul, Korea, 25-30 July, 2010) // AIP Conf. Proc. 2011. - V. 1399. - P. 107-108.

Список цитируемой литературы

- [1] Sparavigna A. C. Light-Emitting Diodes in the Solid-State Lighting Systems // International Journal of Sciences. 2014. - V. 3(11). - P. 9-17.
- [2] Lecuyer C., Ueyama T. The logics of materials Innovation The Case of Gallium Nitride and Blue Light Emitting Diodes // Historical Studies in the Natural Sciences. 2013. – V. 43(3). - P. 243-280.
- [3] Department of Energy [Электронный ресурс] // Energy Savings Forecast of Solid-State Lighting in General Illumination Applications [сайт]. [2012.] URL: <http://www.energy.gov/eere/ssl/downloads/energy-savings-forecast-solid-state-lighting-general-illumination-applications> (дата обращения 20.05.2016).
- [4] Мальцев П. П., Федоров Ю. В. Современное состояние и перспективы развития нитридных СВЧ приборов миллиметрового диапазона за рубежом и в России // «Интеграл»: Нанотехнологии и наноматериалы. 2013. - Т. 3. №71. - С. 25-29.
- [5] Steele R., Bhandarkar V. Solid-state lighting market poised for dramatic growth // LEDs magazine. 2007. - V. 13. - P. 13-17.
- [6] Burmen M., Pernus F., Likar B. LED light sources: a survey of quality-affecting factors and methods for their assessment // Measuring Science and Technology. 2008. - V. 19(12). - P. 122022/1-15.
- [7] Khan A. Laser diodes go green // Nature Photonics. 2009. - V. 3(8). - P. 432-434.
- [8] Robert V. Steele The story of a new light source // Nature Photonics. 2007. - V. 1. - P. 26-27.
- [9] Solid-State Lighting R&D Plan [Электронный ресурс] // [2015.] URL: http://energy.gov/sites/prod/files/2015/06/f22/ssl_rd-plan_may2015_0.pdf (дата обращения 20.05.2016).
- [10] The rise of the nitrides: An Introduction Patrick Kung / Razeghi M., Henini M. // Optoelectronic Devices: III-nitrides Vol. 3. 2006. P. 9-22.

- [11] Maruska H. P., Tietjen J. J. The preparation and properties of vapor-deposited single crystal GaN // *Applied Physics Letters*. 1969. – V.15(10). - P. 327-329.
- [12] Manasevit H. M., Erdmann P. M., Simpson W. I. The use of metalorganics in the preparation of semiconductor materials. IV. The nitrides of aluminum and gallium // *J. Electrochem, Soc.: Solid State Science*. 1971. – V.118(11). - P. 1864-1868.
- [13] Akasaki I., Hayashi I. Research on blue emitting devices // *Ind. Sci. Technol.* 1976. – V.17. - P. 48-52.
- [14] Pankove J. I., Duffy M. T., Miller E. A., Berkeyheiser J. E. Luminescence of insulating Be-doped and Li-doped GaN // *Journal of Luminescence*. 1973. - V. 8(1). - P. 89-93.
- [15] Yoshida S., Misawa S., Itoh A. Epitaxial growth of aluminum nitride films on sapphire by reactive evaporation // *Applied Physics Letters*. 1975. – V. 26(8). – P. 461-463.
- [16] Туркин А. Нитрид галлия как один из перспективных материалов в современной оптоэлектронике // *Компоненты и технологии*. 2011. - № 5. - С. 6-10.
- [17] Yoshida S., Misawa S., Gonda S. Improvements on the electrical and luminescent properties of reactive molecular beam epitaxially grown GaN films by using AlN-coated sapphire substrates // *Applied Physics Letters*. 1983. - V. 42(5). – P. 427-429.
- [18] Amano H., Sawaki N., Akasaki I., Toyoda Y. Metalorganic vapor phase epitaxial growth of a high quality GaN film using an AlN buffer layer // *Applied Physics Letters*. 1986. - V. 48(5). –P. 353-355.
- [19] Amano H., Kito M., Hiramatsu K., Akasaki, I. P-type conduction in Mg-doped GaN treated with low-energy electron beam irradiation (LEEBI) // *Japan Journal of Applied Physics*. 1989. – V. 28(12). – P. L2112 - L2114.

- [20] Nakamura S., Mukai T., Senoh M., Iwasa N. Thermal annealing effects on p-type Mg-doped GaN films // Japan Journal of Applied Physics. 1992. - V. 31(2B). - P. L139-L142.
- [21] GaN based UV/blue light-emitting devices / I. Akasaki, H. Amano, K. Itoh, N. Koide, K. Manabe // Proceedings of 19th INT Symposium GaAs and Related Compounds conference (Karuizawa, Japan, 28 September-2 October 1992) // Inst. Phys. Conf. Ser. 1992. - V. 129. - P. 851-856.
- [22] Nakamura S., Senoh M., Iwasa N., Nagahama S. High-brightness InGaN blue, green and yellow light-emitting diodes with quantum well structures // Japan Journal of Applied Physics. 1995. - V. 34(7A). - P. L797 - L799.
- [23] Nakamura S. Background Story of the Invention of Efficient InGaN Blue-Light-Emitting Diodes (Nobel Lecture) // Angewandte Chemie International Edition. 2015. - V. 54(27). - P. 7770-7788.
- [24] Akasaki I. Blue Light: A Fascinating Journey (Nobel Lecture) // Angewandte Chemie International Edition. 2015. - V. 54(27). - P. 7750-7763.
- [25] Amano H. Growth of GaN on sapphire via low-temperature deposited buffer layer and realization of p-type GaN by Mg doping followed by low-energy electron beam irradiation (Nobel Lecture) // Annalen der Physik. (Berlin). 2015. - V. 527(5-6). - P. 327-333.
- [26] Asif Khan M., Kuznia J. N., Van Hove J. M., Pan N., Carter J. Observation of a two-dimensional electron gas in low pressure metalorganic chemical vapor deposited GaN-Al_xGa_{1-x}N heterojunctions // Applied Physics Letters. 1992. - V. 60(24). - P. 3027 - 3029.
- [27] Asif Khan M., Bhattarai A., Kuznia J. N., Olson D. T. High electron mobility transistor based on a GaN-Al_xGa_{1-x}N heterojunction // Applied Physics Letters. 1993. - V. 63(9). - P. 1214 - 1216.
- [28] RC-189 The High-Electron Mobility Transistor at 30: impressive accomplishments and exciting prospects / J. A del Alamo // Invited Plenary

- Session talk at International Conference on Compound Semiconductor Manufacturing Technology (CS MANTECH) (Palm Springs, CA, May 16-19, 2011) 2011. - P. 17 - 22.
- [29] W-band GaN MMIC with 842 mW output power at 88 GHz / M. Micovic, A. Kurdoghlian, K. Shinohara, I. Milosavljevic, S. D. Burnham, M. Hu, A. L. Corrion, W. S. Wong, A. Schmitz, P. B. Hashimoto, P. J. Willadsen, D. H. Chow, A. Fung, R. H. Lin, L. Samoska, P. P. Kangaslahti, B. H. Lambrigtsen, P. F. Goldsmith // Microwave Symposium Digest (MTT), 2010 IEEE MTT-S International (Anaheim, CA, USA, 23-28 May 2010). – Anaheim, 2010. – P. 1. DOI: 10.1109/MWSYM.2010.5516955.
 - [30] Chen Y. C., Ingram D. L., Lai R., Barsky M., Grunbacher R., Block T., Yen H. C., Streit D. C. A 95-GHz InP HEMT MMIC amplifier with 427-mW power output // IEEE Microw. Guided Wave Lett. 1998. – V. 8(11) – P. 399 - 401.
 - [31] Шуберт Ф. Е., Светодиоды / Пер. с англ. под ред. А.Э. Юновича. - 2-е изд. - М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. - С. 1 - 496.
 - [32] Arakawa Y., Sasaki H. Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its threshold current // Applied Physics Letters. 1982. – V. 40(11). - P. 939 - 941.
 - [33] Tatebayashi J., Hatori N., Kakuma H., Ebe H., Sudo H., Kuramata A., Nakata Y., Sugawara M., Arakawa Y. Low threshold current operation of self-assembled InAs/GaAs quantum dot lasers by metal organic chemical vapour deposition // Electronic Letters. 2003. – V. 39(15). – P. 1130-1131.
 - [34] Chichibu S., Azuhata T., Sota T., Nakamura S. Spontaneous emission of localized excitons in InGaN single and multiquantum well structures // Applied Physics Letters. 1996. – V. 69(27). - P. 4188 - 4190.
 - [35] Ho I., Stringfellow G. B. Solid phase immiscibility in GaInN // Applied Physics Letters. 1996. – V. 69(18). – P. 2701-2703.

- [36] Vurgaftman I., Meyer J. R. Band parameters for nitrogen-containing semiconductors // *Journal of Applied Physics*. 2003. - V. 94(6). - P. 3675-3696.
- [37] F. Shi GaN Nanowires Fabricated by Magnetron Sputtering Deposition / Edited by Abbass Hashim // *Nanotechnology and Nanomaterials: "Nanowires - Fundamental Research"*. InTech, 2011. P. 225 - 261. DOI: 10.5772/681.
- [38] Nakamura S. GaN Growth Using GaN Buffer Layer // *Japan Journal of Applied Physics*. 1991. - V. 30(10A) - P. L1705 - L1707.
- [39] Mattila T., Nieminen R. M. Ab initio study of oxygen point defects in GaAs, GaN, and AlN // *Physical Review B*. 1996. - V. 54(23). - P. 16676 - 16682.
- [40] Shmidt N. M., Lebedev A. V., Lundin W. V., Pushnyi B. V., Ratnikov V. V., Shubina T. V., Tsatsul'nikov A. A., Usikov A. S., Pozina G., Monemar B. Effect of Si doping on structural, photoluminescence and electrical properties of GaN // *Materials Science and Engineering B*. 1999 - V.59(3). - P. 195-197.
- [41] Fritze S., Dadgar A., Witte H., Bugler M., Rohrbeck A., Blasing J., Hoffmann A., Krost A. High Si and Ge n-type doping of GaN doping - Limits and impact on stress // *Applied Physics Letters*. 2012. - V. 100(12). - P. 122104/1-4.
- [42] Kamiura Y., Yamashita Y., Nakamura S. Photoenhanced activation of hydrogen-passivated magnesium in p-type GaN films // *Japan Journal of Applied Physics*. 1998. – V. 37(8B). – P. L970–L971.
- [43] Chang S.-J., Su Y.-K., Tsai T. L., Chang C.-Y., Chiang C.-L., Chang C.-S., Chen T.-P., Huang K. H. Acceptor activation of Mg-doped GaN by microwave treatment // *Applied Physics Letters*. 2001. - V. 78(3). - P. 321 - 323.
- [44] Заварин Е.Е. Исследование особенностей процесса газофазной эпитаксии слоев GaN и AlGaN из металлоорганических соединений и оптимизация роста на подложках сапфира и SiC для приборных применений: Дис. ... канд. физ.-мат. наук: 04.04.10 / Заварин, Евгений Евгеньевич. – СПб., 2008. – 184 с.

- [45] Nagamori M., Ito S., Saito H., Shiojima K., Yamada S., Shibata N., Kuzuhara M. Optimum Rapid Thermal Activation of Mg-Doped p-Type GaN // Japan Journal of Applied Physics. 2008. - V. 47(4). - P. 2865-2867.
- [46] Nakamura S., Iwasa N., Senoh M., Mukai T. Hole compensation mechanism of p-type GaN films // Japan Journal of Applied Physics. 1992. - V. 31(5A). - P. 1258-1266.
- [47] Neugebauer J., van de Walle C. G. Hydrogen in GaN: Novel Aspects of a Common Impurity // Physical Review Letters. 1995. – V. 75(24). – P. 4452-4455.
- [48] Amano H., Akasaki I., Kozawa T., Hiramatsu K., Sawaki N., Ikeda K., Ishii Y. Electron beam effects on blue luminescence of zinc-doped GaN // Journal of Luminescence Journal of Luminescence. 1988. – V. 40-41. – P.121-122.
- [49] Svensk O., Suihkonen S., Lang T., Lipsanen H., Sopanen M., Odnoblyudov M.A., Bougrov V.E. Effect of growth conditions on electrical properties of Mg-doped p-GaN // Journal of Crystal Growth. 2007. - V. 298. - P. 811-814.
- [50] Goetz W., Johnson N. M., Walker J., Bour D. P., Street R. A. Activation of acceptors in Mg-doped GaN grown by metalorganic chemical vapor deposition // Applied Physics Letters. 1996. - V. 68(5). - P. 667-669.
- [51] Лундин В. В., Сахаров А. В., Заварин Е. Е., Синицын М. А., Николаев А. Е., Михайловский Г. А., Брунков П.Н., Гончаров В.В., Бер Б.Я., Казанцев Д.Ю., Цацульников А. Ф. Влияние несущего газа и профиля легирования на морфологию поверхности сильно легированных слоев GaN:Mg, выращенных методом МО ГФЭ. // Физика и Техника Полупроводников. 2009. - Т.43. №. 7. - С. 996 - 1001.
- [52] Лундин В. В., Николаев А.Е., Сахаров А. В., Цацульников А. Ф. Влияние водорода на анизотропию скорости роста p-GaN при газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений на стенках мезаполосков // Физика и Техника Полупроводников. 2008 - Т. 42. № 2 – С. 233 – 238.

- [53] Kwon M. K., Park I. K., Ja-Yeon Kim J.-Y., Kim J.-O., Kim B., Park S.-J. Gradient Doping of Mg in p-Type GaN for High Efficiency InGaN–GaN Ultraviolet Light-Emitting Diode // IEEE Photonics Technology Letters. 2007. – V. 19(23). – P. 1880–1882.
- [54] Nakamura S., Mukai T., Senoh M. High-brightness InGaN/AlGaIn double heterostructure blue-green-lightemitting diodes // Journal of Applied Physics. 1994. – V. 76(12). – P. 8189-8191.
- [55] Vurgaftman I., Meyer J. R., Ram-Mohan L. R. Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys // Journal of Applied Physics. 2001. - V. 85(11). - P. 5815 - 5875.
- [56] Liu L., Edgar J.H. Substrates for gallium nitride epitaxy // Materials Science and Engineering. 2002. - V. R37. - P. 61 - 127.
- [57] Miskys C. R., Kelly M. K., Ambacher O., Stutzmann M. Freestanding GaN-substrates and devices // Physica Status Solidi (c). 2003. - V. 0 - P. 1627-1650.
- [58] Chiang Y.-C., Lin B.-C., Chen K.-J., Chiu S.-H., Lin C.-C., Lee P.-T., Shih M.-H., Kuo H.-C. Efficiency and Droop Improvement in GaN-Based High-Voltage Flip Chip LEDs // International Journal of Photoenergy. 2014. - V. 2014. – P. 385257/1-7.
- [59] Lahreche H., Leroux M., Laugt M., Valle M., Beaumont B., Gibart P. Buffer free direct growth of GaN on 6H-SiC by metalorganic vapor phase epitaxy // Journal of Applied Physics. 2000. - V. 87(1). – P. 577 - 583.
- [60] Teles L.K., Furthmiiller J., Scolfaro L.M.R., Leite, J.R., Bechstedt F. First-principles calculations of the thermodynamic and structural properties of strained $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ alloys // Physical Review B. 2000. – V. 62(4). – P. 2475 - 2485.
- [61] Karpov S. Y. Suppression of phase separation in InGaIn due to elastic strain // MRS Internet Journal of Nitride Semiconductor Research. 1998. - V. 3. - P. 16-22.

- [62] El-Masry N., Piner E., Liu S., Bedair S. Phase separation in InGaN grown by metalorganic chemical vapor deposition // *Applied Physics Letters* 1998. – V. 72(1). – P. 40-42.
- [63] Ponce F. A., Srinivasan S., Bell A., Geng L., Liu R., Stevens M., Cai J., Omiya H., Marui H., Tanaka S. Microstructure and electronic properties of InGaN alloys // *Physica Status Solidi (b)*. 2003. – V. 240(2). – P. 273-284.
- [64] Kim I.-H., Park H.-S., Park Y.-J., Kim T. Formation of V-shaped pits in InGaN/GaN multiquantum wells and bulk InGaN films // *Applied Physics Letters*. 1998. – V. 73(12). – P. 1634 - 1636.
- [65] Karpov S. Yu., Makarov Yu. N., Ramm M. S. Effect of elastic strain on growth of ternary group-III nitride compounds // *Materials Science Forum*. 1998. - V. 264/268. - P. 1189-1192.
- [66] Tessarek C., Figge S., Aschenbrenner T., Bley S., Rosenauer A., Seyfried M., Kalden J., Sebald K., Gutowski J., Hommel D. Strong phase separation of strained $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ layers due to spinodal and binodal decomposition: Formation of stable quantum dots // *Physical Review B*. 2011. – V. 83. – P. 115316/1- 9.
- [67] A. F. Wright Elastic properties of zinc-blende and wurtzite AlN, GaN, and InN // *Journal of Applied Physics*. 1997. – V. 82(6). – P. 2833 - 2839.
- [68] Rao M., Kim D., Mahajan S. Compositional dependence of phase separation in InGaN layers // *Applied Physics Letters*. 2004. – V. 85(11). – P. 1961 - 1963.
- [69] Liu J. Z., Zunger A. Thermodynamic states and phase diagrams for bulk-incoherent, bulk-coherent, and epitaxially-coherent semiconductor alloys: Application to cubic (Ga,In)N // *Physical Review B*. 2008. – V. 77(20). – P. 205201/1-12.
- [70] Holec D., Zhang Y., Rao D.V.S., Kappers M.J., McAleese C., Humphreys C.J. Equilibrium critical thickness for misfit dislocations in III-nitrides // *Journal of Applied Physics*. 2008. – V. 104(12). – P. 123514/1-7.

- [71] Karpov S. Yu., Talalaev R. A., Yakovlev E. V., Makarov Yu. N. Surface Segregation and Composition Fluctuations in ammonia MBE and MOVPE of InGaN // Mat. Res. Soc. Symp. Proceedings. 2001. – V. 639. – P. G3.18/1-6.
- [72] Karpov S. Yu., Podolskaya N. I., Zhmakin I. A., Zhmakin A. I. Statistical model of ternary group-III nitrides // Physical Review B. 2004. – V. 70(23). – P. 235203/1-9
- [73] Gao M., Bradley S. T., Cao Y., Jena D., Lin Y., Ringel S. A., Hwang J., Schaff W. J., Brillson L. J. Compositional modulation and optical emission in AlGaN epitaxial films // Journal of Applied Physics. 2006. – V. 100(10). – P. 103512/1-12.
- [74] Mukai T., Yamada M., Nakamura S. Characteristics of InGaN-Based UV/Blue/Green/Amber/Red Light-Emitting Diodes // Japan Journal of Applied Physics. 1999. – V. 38(7A). – P. 3976 - 3981.
- [75] Hwang J.-I., Hashimoto R., Saito S., Nunoue S. Development of InGaN-based red LED grown on (0001) polar surface // Applied Physics Express. 2014. – V.7. – P. 071003/1-4.
- [76] Wu X. H., Elsass C. R., Abare A., Mack M., Keller S., Petroff P. M., DenBaars S. P., Speck J. S., Rosner S. J. Structural origin of V-defects and correlation with localized excitonic centers in InGaN/GaN multiple quantum wells // Applied Physics Letters. 1998. – V. 72(6). – P. 692-694.
- [77] Kumar M., Park J., Lee Y., Chung S., Hong C., Suh E. Improved Internal Quantum Efficiency of Green Emitting InGaN/GaN Multiple Quantum Wells by In Preflow for InGaN Well Growth // Japan Journal of Applied Physics. 2008. – V. 47(2R). – P. 839-842.
- [78] Musikhin Yu. G., Gerthsen D., Bedarev D. A., Bert N. A., Lundin W. V., Tsatsul'nikov A. F., Sakharov A. V., Usikov A. S., Alferov Zh. I., Krestnikov I. L., Ledentsov N. N., Hoffmann A., Bimberg D. Influence of metalorganic chemical vapor deposition growth conditions on In-rich nanoislands formation in

- InGaN/GaN structures // Applied Physics Letters. 2002. - V. 80(12).- P. 2099-2101.
- [79] Shim H., Choi R., Jeong S., Vinh L., Hong C.-H., Suh E.-K., Lee H., Kim Y.-W. Hwang Y. Influence of the quantum-well shape on the light emission characteristics of InGaN/GaN quantum-well structures and light-emitting diodes // Applied Physics Letters. 2002. – V. 81. – P. 3552 - 3554.
 - [80] Soh C., Liu W., Teng J., Chow S., Ang S., Chua S. Cool white III-nitride light emitting diodes based on phosphor-free indium-rich InGaN nanostructures // Applied Physics Letters. 2008. – V. 92(26). – P. 261909/1-3.
 - [81] Sun Y., Choa Y.-H., Suh E.-K., Lee H.J., Choi R.J., Hahn Y. B. Carrier dynamics of high-efficiency green light emission in graded-indium-content InGaN/GaN quantum wells: An important role of effective carrier transfer // Applied Physics Letters. 2004. – V. 84(1). – P. 49 – 51.
 - [82] Wang Q., Wang T., Bai J., Cullis A., Parbrook P., Ranalli F. Growth and optical investigation of self-assembled InGaN quantum dots on a GaN surface using a high temperature AlN buffer // Journal of Applied Physics. 2008. – V. 103(12). – P. 123522/1-3.
 - [83] A.F. Tsatsulnikov, W.V. Lundin Stimulated formation of InGaN quantum dots / Edited by Ameenah Al-Ahmadi // State-of-the-Art of Quantum Dot System Fabrications. Croatia. InTech, 2012. P. 141-160.
 - [84] Oliver R., Briggs G., Kappers M., Humphreys C., Yasin Sh., Rice J., Smith J., Taylor R. InGaN quantum dots grown by metalorganic vapor phase epitaxy employing a post-growth nitrogen anneal // Applied Physics Letters. 2003. – V. 83(4). – P. 755-757.
 - [85] Choi S.-K., Jang J.-M., Yi S.-H., Kim J.-A., Jung W.-G. Fabrication and characterization of self-assembled InGaN quantum dots by periodic interrupted growth / Quantum Sensing and Nanophotonic Devices IV edited by Manijeh Razeghi, Gail J. Brown // Proceedings of SPIE. 2007. – V. 6479. – P. 64791F/1-8.

- [86] Ji L. W., Su Y. K., Chang S. J., Liu S. H., Wang C. K., Tsai S. T., Fang T. H., Wu L. W., Xue Q. K. InGaN quantum dot photodetectors // *Solid-State Electronics*. 2003. – V. 47(10). – P. 1753 – 1756.
- [87] Wen T.-C., Lee S.-C., Lee W.-I. Influence of barrier growth temperature on the properties of InGaN/GaN quantum wells / *Light-Emitting Diodes: Research, Manufacturing, and Applications V* Edited by H. Walter Yao, E. F. Schubert // *Proceedings of SPIE*. 2001. – V. 4278. – P. 141-149. DOI: 10.1117/12.426844.
- [88] Meissner C., Ploch S., Pristovsek M., Kneissl M. Volmer-Weber growth mode of InN quantum dots on GaN by MOVPE // *Physica Status Solidi (c)*. 2009. - V. 6(2). - P. S545–S548.
- [89] Jung W.-G., Jang J. M., Choi S.-K., Kim J.-Y. Growth behaviour of InGaN/GaN self-assembled quantum dots with different growth conditions in horizontal MOCVD // *Physica Status Solidi (c)*. 2009. - V. 6(4). - P. 797–801.
- [90] Allen C. Ni., Poole, P. J., Marshall P., Eraser J., Raymond S., Fafard S. InAs self-assembled quantum-dot lasers grown on (100) InP // *Applied Physics Letters*. 2002. – V. 80(19). – P. 3629 – 3631.
- [91] Borgstrom M., Bryllert T., Sass T., Bustafon B., Wemersson L.-E., Seifert W., Samuelson L. High peak-to-valley ratios observed in InAs/InP resonant tunneling quantum dot stacks // *Applied Physics Letters*. 2001. – V. 78(1). – P. 3232 – 3234.
- [92] Marchand H., Desjardins P., Guillon S., Paultre J.-E., Bougrioua Z., Yip Y.-F., Masut R.A. Metalorganic vapor phase epitaxy of coherent self-assembled InAs nanometer-sized islands in InP(001) // *Applied Physics Letters*. 1997. – V. 71(4). – P. 527 – 529.
- [93] Chidley E. T. R., Haywood S. K., Mallard R. E., Mason N. J., Nicholas R. J., Walker P. J., Warburton R. J. GaAs/GaSb strained-layer heterostructures deposited by metalorganic vapor phase epitaxy // *Applied Physics Letters*. 1989. – V. 54(13). – P. 1241 – 1243.

- [94] Ferrer J. C, Peiro F., Comet A., Morante J. R., Uztmeier T., Armelles G., Briones F. Self-assembled quantum dots of InSb grown on InP by atomic layer molecular beam epitaxy: Morphology and strain relaxation // *Applied Physics Letters*. 1996. – V. 69(25). – P. 3887 – 3889.
- [95] Eaglesham D. J., Cerullo M. Dislocation-free Stranski-Krastanow growth of Ge on Si(100) // *Physical Review Letters*. 1990. – V. 64. – P. 1943 - 1950.
- [96] Lowisch M., Rabe M., Stegemann B., Henneberger F., Grundmann M., Turck V., Bimberg D. Zero-dimensional excitons in (Zn,Cd)Se quantum structures // *Physical Review B*. 1996. - V. 54(16). - P. R11074-R11077.
- [97] Daudin B., Widmann F., Feuillet G., Samson Y., Arlery M., Rouviere J.L. Stranski-Krastanov growth mode during the molecular beam epitaxy of highly strained GaN // *Physical Review B*. 1997. - V. 56(12). - P. R7069 - R7072.
- [98] Simeonov D., Feltin E., Carlin J.-F., Butté R., Ilegems M., Grandjean N. Stranski-Krastanov GaN/AlN quantum dots grown by metal organic vapor phase epitaxy // *Journal of Applied Physics*. 2006. – V. 99(8). – P. 083509/1- .
- [99] Ruffenach S, Maleyre B, Briot O, Gil B. Growth of InN quantum dots by MOVPE // *Physica Status Solidi (c)*. 2005. - V. 2(2). - P.826-832.
- [100] Damilano B., Grandjean N., Dalmaso S., Massies J. Room-temperature blue-green emission from InGa_N/Ga_N quantum dots made by strain-induced islanding growth // *Applied Physics Letters*. 1999. - V. 75(24). – P. 3751 - 3753.
- [101] Grandjean, N., Massies, J. Real time control of In_xGa_{1-x}N molecular beam epitaxy growth // *Applied Physics Letters*. 1998. – V. 72(10). – P. 1078 – 1080.
- [102] Adelman C, Simon J., Feuillet G., Pelekanos N. T., Daudin B., Fishman G. Self-assembled InGa_N quantum dots grown by molecular-beam epitaxy // *Applied Physics Letters*. 2000. – V. 76(12). – P. 1570 – 1571.
- [103] Tachibana K., Someya T., Arakawa Y. Nanometer-scale InGa_N self-assembled quantum dots grown by metalorganic chemical vapor deposition // *Applied Physics Letters*. 1999. – V. 74(3). – P. 383 – 385.

- [104] Stephan Figge, Christian Tessarek, Timo Aschenbrenner, Detlef Hommel InGaN quantum dot growth in the limits of Stranski–Krastanov and spinodal decomposition // *Physica Status Solidi (b)*. 2011. - V. 248(8). - P. 1765-1776.
- [105] Chichibu S. F., Abare A. C., Mack M. P., Minsky M. S., Deguchi T., Cohen D., Kozodoy P., Fleischer S. B., Keller S., Speck J. S. Bowers J. E., Hu E., Mishra U.K., Coldren L.A., DenBaars S.P., Wada K., Sota T., Nakamura S. Optical properties of InGaN quantum wells // *Materials Science and Engineering: B*. 1999. - V.59(1-3). - P. 298-306.
- [106] Berkowicz E., Gershoni D., Bahir G., Lakin E., Shilo D., Zolotoyabko E., Abare A. C., Denbaars S. P., Coldren L. A. Measured and calculated radiative lifetime and optical absorption of $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ quantum structures // *Physical Review B*. 1997. - V. 61(16). - P. 10994 – 11008.
- [107] Feneberg M., Thonke K. Polarization fields of III-nitrides grown in different crystal orientations // *J. Phys.: Condens. Matter*. 2007. - V.19(40). - P. 403201/1-26.
- [108] Сизов Д.С., Сизов В.С., Заварин Е.Е., Лундин В.В., Фомин А.В., Цацульников А.Ф., Леденцов Н.Н. Кинетика и неоднородная инжекция носителей в нанослоях InGaN // *Физика и Техника Полупроводников*. 2005. - Т. 39. №2. - С. 264-268.
- [109] Watanabe S., Yamada N., Nagashima M., Ueki Y., Sasaki C., Yamada Y., Taguchi T., Tadatomo K., Okagawa H., Kudo H. Internal quantum efficiency of highly-efficient $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ -based near-ultraviolet light-emitting diodes // *Applied Physics Letters*. 2003. – V. 83(24). – P. 4906-4908.
- [110] Hung H., Lam K. T., Chang S. J., Chen C. H., Kuan H., Sune Y. X. InGaN/GaN Multiple-Quantum-Well LEDs with Si-Doped Barriers // *Journal of The Electrochemical Society*. 2008. – V. 155(6). – P. H455-H458.
- [111] Damilano B., Vezian S., Grandjean N., Massies J. Strong Carrier Localization in GaInN/GaN Quantum Dots Grown by Molecular Beam Epitaxy // *Japan Journal of Applied Physics*. 1999. – V. 38(12A). – P. L1357 – L1359.

- [112] Ryou J.-H., Yoder P. D., Liu J., Lochner Z., Kim H., Choi S., Kim H. J., Dupuis R. D. Control of Quantum-Confined Stark Effect in InGaN-Based Quantum Wells // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 2009. - V. 15(4). - P. 1080- 1091.
- [113] Realistic model of LED structure with InGaN quantum-dots active region / D. Baretin, M. A. der Maur, A. Pecchia, W. Rodrigues, A. F. Tsatsulnikov, A. V. Sakharov, W. V. Lundin, A. E. Nikolaev, N. Cherkashin, M. J. Hytch, S. Yu. Karpov, A. di Carlo // 15th International Conference on Nanotechnology (IEEE Nano 2015) (Rome, Italy, 27-30 July 2015). – Rome, 2015. – P. 1543 - 1546. DOI: 10.13140/RG.2.1.3658.3444.
- [114] Chichibu S. F., Uedono A., Onuma T., Haskell B. H., Chakraborty A., Koyama T., Fini P. T., Keller S., Denbaars S. P., Speck J. S., Mishra U. K., Nakamura S., Yamaguchi S., Kamiyama S., Amano H., I. Akasaki, Han J., Sota T. Origin of defect-insensitive emission probability in In-containing (Al,In,Ga)N alloy semiconductors // Nature Materials. 2006. – V. 5. – P. 810 - 816.
- [115] Reznitsky A., Klochikhin A., Permogorov S., Tennishev L., Lundin W., Usikov A., Schmidt M., Klingshirn C. Localization of Excitons at Small In Clusters in Diluted InGaN Solid Solutions // Physica Status Solidi (c). 2002. - V. 0(1). - P. 280-283.
- [116] Feltin E., Christmann G., Dorsaz J., Castiglia A., Carlin J. F., Butte R., Grandjean N., Christopoulos S., von Högersthal G., Grundy A. J. D. Blue lasing at room temperature in an optically pumped lattice-matched AlInN/GaN VCSEL structure // Electron. Lett. 2007. – V. 43. – P. 924 – 926.
- [117] Huang H. W., Kuo H. C., Lai C. F., Lee C. E., Chiu C. W., Lu T. C., Wang S. C., Lin C. H., Leung K. M. High-Performance GaN-Based Vertical-Injection Light-Emitting Diodes With TiO₂–SiO₂ Omnidirectional Reflector and n-GaN Roughness // IEEE Photonics Technology Letters. 2007. – V. 19(8). – P. 565-567.

- [118] Bienstman P., Baets R. The RC²LED: A Novel Resonant-Cavity LED Design Using a Symmetric Resonant Cavity in the Outcoupling Reflector // IEEE Journal of Quantum Electronics. 2000. – V. 36(6). – P. 669 - 673.
- [119] G.-C. Lin GaN-Based Resonant-Cavity Light-Emitting Diodes with Top and Bottom Dielectric Distributed Bragg Reflectors // IEEE Photonics Technology Letters. 2010. – V.22. – P. 1291 – 1293.
- [120] K. Iga, Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser: Its Conception and Evolution // Japanese Journal of Applied Physics. 2008. - V. 47(1R). – P. 1 – 10.
- [121] Wang S.-C., Lu T.-C., Kao C.-C., Chu J.-T., Huang G.-S., Kuo H.-C., Chen S.-W., Kao T.-T., Chen J.-R., Lin L.-F. Optically Pumped GaN-based Vertical Cavity Surface Emitting Lasers: Technology and Characteristics // Japanese Journal of Applied Physics. 2007. – V. 46(8B). – P. 5397 – 5407.
- [122] Carlin J.-F., Zellweger C., Dorsaz J., Nicolay S., Christmann G., Feltin E., Butté R., Grandjean N. Progresses in III-nitride distributed Bragg reflectors and microcavities using AlInN/GaN materials // Physica Status Solidi (b). 2005. – V. 242(11). – P. 2326 – 2344.
- [123] Mitrofanov O., Schmult S., Manfra M.J., Siegrist T., Weimann N.G., Sergent A.M., Molnar R.J. High-reflectivity ultraviolet AlGaIn/AlGaIn distributed Bragg reflectors // Applied Physics Letters. 2006. - V. 88(17). - P. 171101/1-3.
- [124] Neuburger M., Zimmermann T., Kohn E., Dadgar A., Schulze F., Krtischil A., Gunther M., Witte H., Blasing J., Krost A., Daumiller I., Kunze M. Unstrained InAlN/GaN HEMT Structure // Int. J. Hi. Spe. Ele. Syst. 2004. - V. 14(3). - P. 785-790. DOI: 10.1142/S0129156404002831.
- [125] Dorsaz J., Carlin J.-F., Gradecak S., Ilegems M. Progress in AlInN–GaN Bragg reflectors: Application to a microcavity light emitting diode // Journal of Applied Physics. 2005. – V. 97(8). – P. 084505/1-6.

- [126] Gonschorek M., Carlin J.-F., Feltin E., Py M. A., Grandjean N. High electron mobility lattice-matched AlInN/GaN field-effect transistor heterostructures // *Applied Physics Letters*. 2006. - V. 89(6). - P. 062106/1-3.
- [127] Butter R., Feltin E., Dorsaz J., Christmann G., Carlin G.-F., Grandjean N., Illegems M. Recent Progress in the Growth of Highly Reflective Nitride-Based Distributed Bragg Reflectors and Their Use in Microcavities // *Japanese Journal of Applied Physics*. 2005. – V. 44(10). – P. 7207 - 7216.
- [128] Brunner D., Angerer H., Bustarret E., Freudenberg F., R. Hopler, Dimitrov R., Ambacher O., Stutzmann M. Optical constants of epitaxial AlGaN films and their temperature dependence // *Journal of Applied Physics*. 1997. - V. 82(10). – P. 5090-5096.
- [129] Kondratyev A. V., Talalaev R. A., Segal A. S., Yakovlev E. V., Lundin W. V., Zavarin E. E., Sinitsyn M. A., Tsatsulnikov A. F., Nikolaev A. E. Effect of metallic surface coverage on material quality in III-nitride MOVPE // *Physica Status Solidi (c)*. 2008. – V. 5. (6). – P. 1691 – 1694.
- [130] Wang D.-X, Ferguson I. T., Buck J. A. GaN-based distributed Bragg reflector for high-brightness LED and solid-state lighting // *Applied Optics*. 2007. – V. 46(21). – P. 4763-4767.
- [131] Yeh P., Yariv A., Hong C.-S. Electromagnetic propagation in periodic stratified media. I. General theory // *Journal of the Optical Society of America* 1977. – V. 67(4). – P. 423- 437. DOI: 10.1364/JOSA.67.000423
- [132] Yariv A., Yeh P. Electromagnetic propagation in periodic stratified media. II. Birefringence, phase matching, and x-ray lasers // *Journal of the Optical Society of America* 1977. – V. 67(4). – P. 438- 448. DOI: 10.1364/JOSA.67.000438
- [133] Corzine S. W., Yan R. H., Coldren L. A. A Tan h substitution technique for the analysis of abrupt and graded interface multilayer dielectric stacks // *IEEE Journal of Quantum Electronics Letters*. 1991. – V. 27(9). – P. 2086-2090.

- [134] Hums C., Gadanecz A., Dadgar A., Blasing J., Witte H., Hempel T., Dietz A., Lorenz P., Krischok S., Schaefer J. A., Christen J., Krost A. MOVPE Growth and Characterization of AlInN FET Structures on Si(111) / Symposium C - Advances in GaN, GaAs, SiC and Related Alloys on Silicon Substrates Edited by A. Dadgar, T. Li, M. Mastro, E.L. Piner, J. Redwing // Mater. Res. Soc. Symp. Proc. 2008. – V. 1068. – P. 1068-C04-03/1-6. DOI: 10.1557/PROC-1068-C04-03.
- [135] Gherasimova M., Cui G., Ren Z., Su J., Wang X.-L., Han J., Higashimine K., Otsuka N. Heteroepitaxial evolution of AlN on GaN Grown by metal-organic chemical vapor deposition // Journal of Applied Physics. 2004. - V. 95(5). - P. 2921-2923.
- [136] Dridi Z., Bouhafs B., Ruterana P. First-principles investigation of lattice constants and bowing parameters in wurtzite $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ and $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$ alloys. // Semiconductor Science and Technology. 2003 – V. 18(9). – P. 850-856. DOI: 10.1088/0268-1242/18/9/307.
- [137] Smet P. F., Parmentier A. B., Poelman D. Selecting Conversion Phosphors for White Light-Emitting Diodes // Journal of The Electrochemical Society. 2001. – V. 158(6). – P. R37-R54.
- [138] SPIE Newsroom [Электронный ресурс] // Y. Kawakami, M. Funato Illumination & Displays, Light-emitting diode design allows precise control of colors and intensity [сайт]. [2012.] URL: <http://spie.org/newsroom/1109-light-emitting-diode-design-allows-precise-control-of-colors-and-intensity> (дата обращения 10.12.2015). DOI: 10.1117/2.1200804.1109
- [139] J. Piprek LED droop: a critical review and novel solution // Compound Semiconductor. 2014. – V. 20. – P. 44 - 49.
- [140] Chen G., Craven M., Kim A., Munkholm A., Watanabe S., Camras M., Gotz W., Steranka F. Performance of high-power III-nitride light emitting diodes // Physica Status Solidi (a). 2008. – V. 205(5). – P. 1086–1092. DOI: 10.1002/pssa.200778747.

- [141] Bulashevich K. A., Karpov S. Yu. Is Auger recombination responsible for the efficiency rollover in III-nitride light-emitting diodes? // *Physica Status Solidi (c)*. 2008. – V. 5(6) – P. 2066 – 2069.
- [142] Gardner N. F., Müller G. O., Shen Y. C., Chen G., Watanabe S., Götz W., Krames M. R. Blue-emitting InGaN–GaN double-heterostructure light-emitting diodes reaching maximum quantum efficiency above 200 A / cm^2 // *Applied Physics Letters*. 2007. – V. 91(24). – P. 243506/1-3. DOI: 10.1063/1.2807272
- [143] der Maur M. A., Pecchia A., Penazzi G., Rodrigues W., Carlo A. Di Efficiency Drop in Green InGaN/GaN Light Emitting Diodes: The Role of Random Alloy Fluctuations // *Physical Review Letters*. 2016. - V. 116(2). - P. 027401/1 - 5.
- [144] Crawford M. H. LEDs for solid-state lighting: performance challenges and recent advances // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. 2009. – V. 15(4). – P. 1028 - 1040.
- [145] Shen Y. C., Mueller G. O., Watanabe S., Gardner N. F., Munkholm A., Krames M. R. Auger recombination in InGaN measured by photoluminescence // *Applied Physics Letters*. 2007. – V. 91(14). – P. 141101/1-3.
- [146] Kim M. H., Schubert M. F., Dai Q., Kim J. K., Schubert E. F., Piprek J., Park Y. Origin of efficiency droop in GaN-based light-emitting diodes // *Applied Physics Letters*. 2007. – V. 91(18). – P. 183507/1-3.
- [147] Cho J., Schubert E. F., Kim J. K. Efficiency droop in light-emitting diodes: Challenges and countermeasures // *Laser & Photonics Review*. 2013. – V. 7(3). – P. 408 - 421.
- [148] Wu Y. R., Shivaraman R., Wang K. C., Speck J. S. Analyzing the physical properties of InGaN multiple quantum well light emitting diodes from nano scale structure // *Applied Physics Letters*. 2012. – V. 101(8). – P. 083505/1-3.
- [149] Monemar B., Sernelius B. E. Defect related issues in the “current roll-off” in InGaN based light emitting diodes. // *Applied Physics Letters*. 2007. - V. 91(18). - P. 181103/1-3.

- [150] AlGaIn/GaN transistors for power electronics / U. K. Mishra // Proceedings of Electron Devices Meeting (IEDM), 2010 IEEE International (San Francisco, CA, USA, 6-8 December 2010). – San Francisco, 2010. – P. 13.2.1 - 13.2.4.
- [151] Koley G., Spencer M. G. On the origin of the two-dimensional electron gas at the AlGaIn/GaN heterostructure interface // Applied Physics Letters. 2005. – V. 86(4). – P. 042107/1-3.
- [152] Lee J. S., Kim J. W., Lee J., Kim C. S. Oh J. E., Shin M.W., Lee J. H. Reduction of current collapse in AlGaIn/GaN HFETs using AlN interfacial layer // Electronics Letters. 2003. - V. 39(9). – P. 750 – 752.
- [153] Huang S.-C., Chen W.-R., Hsu Y.-T., Lin J.-C., Chang K.-J., W.-J. Lin High Electron Mobility AlGaIn/AlN/GaN HEMT Structure With a Nano-scale AlN Interlayer / Nanoepitaxy: Materials and Devices IV Edited by N. P. Kobayashi, A. A. Talin, M. S. Islam // Proceedings of SPIE. 2012. – V. 8467. – P. 84670W/1-6. DOI: 10.1117/12.929347.
- [154] Deen D.A., Binari S.C., Storm D.F., Katzer D.S., Roussos J.A., Hackley J.C., Gougousi T. AlN/GaN insulated gate HEMTs with HfO₂ gate dielectric // Electronics Letters. 2009. - V. 45(8). – P. 423 – 424.
- [155] Brown R., Macfarlane D., Al-Khalidi A., Li X., Ternent G., Zhou H., Thayne I., E. Wasige E. A Sub-Critical Barrier Thickness Normally-Off AlGaIn/GaN MOS-HEMT // IEEE Electron Device Letters. 2014. – V. 35(9). – P. 906 – 908.
- [156] Lee C., Witkowski L., Tserng H.-Q., Saunier P., Birkhahn R., Olson D., Olson D., G. Munns G., Guo S., Albert B. Effects of AlGaIn/GaN HEMT structure on RF reliability // Electronics Letters. 2005. - V. 41(3). – P. 155 - 157.
- [157] Lee C., Tserng H., Witkowski L., Saunier P., Guo S., Albert B., Birkhahn R., Munns G. Effects of RF stress on power and pulsed IV characteristics of AlGaIn/GaN HEMTs with field-plate gates // Electronics Letters. 2004. - V. 40(24). – P. 1547 - 1548.

- [158] Gassoumi M., Grimbert B., Gaquiere C., Maaref H. Evidence of surface states for AlGaIn/GaN/SiC HEMTs passivated Si₃N₄ by CDLTS // Физика и Техника Полупроводников. 2012. – Т. 46. №3. – С. 396-399.
- [159] Yuan L., Chen H., Chen K. J. Normally off AlGaIn/GaN 2DEG tunnel-junction field-effect transistors // IEEE Electron Device Letters. 2011. – V. 32(3). – P. 303-305.
- [160] Алексеев А.Н., Красовицкий Д.М., Петров С.И., Чалый В.П., Мамаев В.В., Сидоров В.Г. Особенности использования аммиачной и плазменной МЛЭ для получения III-N HEMT гетероструктур // Физика и Техника Полупроводников. 2015. - Т. 49. №1. - С. 94-97.
- [161] Мокеров В. Г., Кузнецов А. Л., Федоров Ю. В., Енюшкина Е. Н., Бугаев А. С., Павлов А. Ю., Гнатюк Д. Л., Зуев А. В., Галиев Р. Р., Овчаренко Е. Н., Свешников Ю.Н., Цацульников А.Ф., Устинов В.М. AlGaIn/GaN-СВЧ HEMT-транзисторы с пробивным напряжением выше 100 В и с предельной частотой усиления по мощности f_{max} до 100 ГГц // Физика и Техника Полупроводников. 2009. - Т. 43. №4. - С. 561-567.
- [162] Can InAlN/GaN be an alternative to high power/high temperature AlGaIn/GaN devices? / F. Medjdoub, J-F Carlin, M Gonschorek, Eric Feltin, MA Py, D Ducatteau, C Gaquiere, N Grandjean, E Kohn // 2006 International Electron Devices Meeting IEEE (San Francisco, USA, 11-13 December, 2006) - P. 1-4.
- [163] Chung J. W., Saadat O. I., Tirado J. M., Gao X., Guo S., Palacios T. Gate-Recessed InAlN/GaN HEMTs on SiC Substrate With Passivation // IEEE Electron Device Lett. 2009. - V 30(9). – P. 904 - 906.
- [164] Higashiwaki M., Matsui T. InAlN/GaN Heterostructure Field-Effect Transistors Grown by Plasma-Assisted Molecular-Beam Epitaxy // Japanese Journal of Applied Physics. 2004. – V. 43(6B). – P. L768-L770.
- [165] Higashiwaki M., Mimura T., Matsui T. High-Performance Short-Gate InAlN/GaN Heterostructure Field-Effect Transistors // Japanese Journal of Applied Physics. 2006. – V. 45(29-32). – P. L843-L845.

- [166] Iliopoulos E., Adikimenakis A., Giesen C., Heuken M., Georgakilas A. Energy bandgap bowing of InAlN alloys studied by spectroscopic ellipsometry // *Applied Physics Letters*. 2008. – V. 92(19). – P. 191907/1-3. DOI: 10.1063/1.2921783.
- [167] Kim K. S., Saxler A., Kung P., Razeghi M., Lim K. Y. Determination of the band-gap energy of $\text{Al}_{1-x}\text{In}_x\text{N}$ grown by metal–organic chemical-vapor deposition // *Applied Physics Letters*. 1997 – V. 71(6). – P. 800-802.
- [168] Yamaguchi S., Kariya M., Nitta S., Kato H., Takeuchi T., Wetzel C., Amano H., Akasaki I. Structural and optical properties of AlInN and AlGaInN on GaN grown by metalorganic vapor phase epitaxy // *Journal of Crystal Growth*. 1998. – V. 195. – P. 309 - 313. DOI:10.1016/S0022-0248(98)00629-0.
- [169] Guo Q., Tanaka T., Nishio M., Ogawa H. Optical Bandgap Energy of Wurtzite In-Rich AlInN Alloys // *Japanese Journal of Applied Physics*. 2003. – V. 42(2B). – P. L141 - L143. DOI: 10.1143/JJAP.42.L141.
- [170] Onuma T., Chichibu S. F., Uchinuma Y., Sota T., Yamaguchi Y., Kamiyama S., Amano H., Akasaki I. Recombination dynamics of localized excitons in $\text{Al}_{1-x}\text{In}_x\text{N}$ epitaxial films on GaN templates grown by metalorganic vapor phase epitaxy // *Journal of Applied Physics*. 2003. – V. 94(4). – P. 2449-2453. DOI: 10.1063/1.1592868.
- [171] Androulidaki M., Pelekanos N. T., Tsagaraki K., Dimakis E., Iliopoulos E., Adikimenakis A., Bellet-Amalric E., Jalabert D., Georgakilas A. Energy gaps and bowing parameters of InAlGaIn ternary and quaternary alloys // *Physica Status Solidi (c)*. 2006. – V. 3(6). - P. 1866-1869. DOI: 10.1002/pssc.200565280.
- [172] Goldhahn R., Schley P., Winzer A. T., Gobsch G., Cimalla V., Ambacher O., Rakel M., Cobet C., Esser N., Lu H., Scaff W. J. Detailed analysis of the dielectric function for wurtzite InN and In-rich InAlN alloys // *Physica Status Solidi (a)*. 2006. – V. 203(1). – P. 42-49. DOI: 10.1002/pssa.200563507.
- [173] Lukitsch M. J., Danylyuk Y. V., Naik V. M., Huang C., Auner G. W., Rimai L., Naik R. Optical and electrical properties of $\text{Al}_{1-x}\text{In}_x\text{N}$ films grown by plasma

- source molecular-beam epitaxy // Applied Physics Letters. 2001. – V. 79(5). – P. 632 - 634. DOI: 10.1063/1.1388883.
- [174] Peng T., Piprek J., Qiu G., Olowolafe J. O., Unruh K. M., Swann C. P., Schubert E. F. Band gap bowing and refractive index spectra of polycrystalline $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{N}$ films deposited by sputtering // Applied Physics Letters. 1997. – V. 71(17). – P. 2439-2441.
- [175] Goyal N., Fjeldly T. A. Determination of Surface Donor States Properties and Modeling of InAlN/AlN/GaN Heterostructures // IEEE Transactions on Electron Devices. 2016. – V. 63(2). – P. 881 - 885.
- [176] . Лундин В. В., Николаев А. Е., Сахаров А. В., Брунков П. Н., Заварин Е. Е., Цацульников А. Ф. Эпитаксия слоев AlN с высокой скоростью роста в планетарном МОС-гидридном реакторе // Письма в Журнал Технической Физики. 2010. - Т. 36. №24. - С. 33-39.
- [177] Department of Electrical Engineering, University of Notre Dame [Электронный ресурс] // EE 87024 - Wide Bandgap Device Physics: The alloy scattering in InAlN/AlN/GaN structure / Fang T., Tahy K., Jena D. [сайт]. [2009.] URL: http://www3.nd.edu/~djena/ee87024/report1st_kristof_tian.pdf (дата обращения 10.12.2015).
- [178] Krishnan B., Lee S., Li H., Su J., Lee D., Paranjpe A. Growth of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ Structures on 8 in. Si(111) Substrates // Sensors and Materials. 2013. – V. 25(3). – P. 205–217.
- [179] Creighton J. R., Coltrin M. E., Figiel J. J. Observations of gas-phase nanoparticles during InGaN metal-organic chemical vapor deposition // Applied Physics Letters. 2008. - V. 93(17). - P. 171906/1-3.
- [180] Zhu J. J., Fan Y. M., Zhang H., Lu G. J., Wang H., Zhao D. G., Jiang D. S., Liu Z. S., Zhang S. M., Chen G. F., Zhang B. S., Yang H. Contribution of GaN template to the unexpected Ga atoms incorporated into AlInN epilayers grown under an indium-very-rich condition by metalorganic chemical vapor deposition (MOCVD) // Journal of Crystal Growth. 2012. - V. 348(1). – P. 25–30.

- [181] Taylor E., Smith M. D., Sadler T. C., Lorenz K., Li H. N., Alves E., Parbrook P. J., Martin R. W. Structural and optical properties of Ga auto-incorporated InAlN epilayers // *Journal of Crystal Growth*. 2014. – V. 408. – P. 97–101.
- [182] Kim J., Lochner Z., Jia Mi-H., Choi S., Kim H. J., Kim J. S., Dupuis R. D., Fischer A. M., Juday R., Huang Y., Li T., Huang J. Y., Ponced F. A., Ryou J.-H. Origins of unintentional incorporation of gallium in InAlN layers during epitaxial growth, part II: Effects of underlying layers and growth chamber conditions // *Journal of Crystal Growth*. 2014. – V. 388. – P. 143–149.
- [183] Лундин В.В. Эпитаксиальные слои GaN и GaN/AlGaIn: Дис. ... канд. физ.-мат. наук: 04.04.10 / Лундин Всеволод Владимирович. – СПб., 1998. – 152 с.
- [184] Рожавская М.М. Синтез III-N микро- и наноструктур методом МОГФЭ на подложках сапфира и кремния: Дис. ... канд. физ.-мат. наук: 04.04.10 / Рожавская Мария Михайловна. – СПб., 2014. – 179 с.
- [185] Анализ опыта запуска и эксплуатации полупромышленной MOVPE установки AIX2000HT в ФТИ им.А.Ф.Иоффе РАН В.В. Лундин, Е.Е. Заварин, М.А. Сеницын, А.Е. Николаев, А.Ф. Цацульников // Тезисы докладов 5-й Всероссийской конференции «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы» (Москва, 31 января–2 февраля 2007г.). – Москва, 2007. – С. 163.
- [186] Реакторы для МОГФЭ III-N структур: настоящее и будущее / В.В.Лундин, Д.В.Давыдов, Е.Е. Заварин, А.Е.Николаев, М.А.Сеницын, М.Г.Попов, А.В.Сахаров, А.Ф. Цацульников, М.Н.Мизеров, В.М.Устинов, Е.В.Яковлев, Д.С.Базаревский, А.В.Лобанова, Р.А.Талалаев // Тезисы докладов 9-й Всероссийской конференции «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы» (Москва, 13-15 Июня 2013г.). – Москва, 2013. – С. 32.
- [187] Fast MOVPE of III-nitride Materials at Super-atmospheric Pressure in Horizontal Flow Reactor / W.V. Lundin, D.V. Davydov, E.E. Zavarin, A.E. Nikolaev, M.A. Sinitsyn, M.G. Popov, A.V. Sakharov, A. F. Tsatsulnikov, M.N. Mizerov, V.M.

- Ustinov, E.V. Yakovlev, D.S. Bazarevskiy, A.V. Lobanova, and R.A.Talalaev // Proceedings of 15th European Workshop on Metalorganic Vapour Phase Epitaxy (EWMOVPE 2013) (Aachen, Germany, 2-5 June 2013). – Aachen, 2013. – P. 255 - 258.
- [188] Центр коллективного пользования “Материаловедение и диагностика в передовых технологиях” ФТИ им А.Ф. Иоффе [Электронный ресурс] // Метрологическое обеспечение [сайт]. [2012.] URL: http://ckp.rinno.ru/pages/metrologicheskoe_obespechenie-12.html (дата обращения 10.12.2015).
- [189] Bruker Corporation Bruker - High-performance scientific instruments and solutions for molecular and materials research, as well as for industrial and applied analysis [Электронный ресурс] // Bruker Corporation D8 DISCOVER - Overview, X-ray Diffractometer [сайт]. [2016.] URL: <https://www.bruker.com/products/x-ray-diffraction-and-elemental-analysis/x-ray-diffraction/d8-discover/overview.html> (дата обращения 20.05.2016).
- [190] Bruker Corporation Bruker - High-performance scientific instruments and solutions for molecular and materials research, as well as for industrial and applied analysis [Электронный ресурс] // Bruker Corporation LEPTOS R - XRD Software, X-ray diffraction [сайт]. [2016.] URL: <https://www.bruker.com/products/x-ray-diffraction-and-elemental-analysis/x-ray-diffraction/xrd-software/leptos/leptos-r.html> (дата обращения 20.05.2016).
- [191] CAMECA SIMS, NanoSIMS, EPMA, LEXES and Atom Probe instruments for microanalysis [Электронный ресурс] // CAMECA IMS 7f Universal Magnetic Sector SIMS [сайт]. [2016.] URL: <http://www.cameca.com/instruments-for-research/ims7f.aspx> (дата обращения 20.05.2016).
- [192] ООО "Локамед" [Электронный ресурс] // Высокочувствительный оптоволоконный спектрофотометр AvaSpec - 2048 [сайт]. [2015.] URL: <http://www.avantes.ru/avaspec2048.php> (дата обращения 20.05.2016).

- [193] НТЦ микроэлектроники РАН [Электронный ресурс] // Оптический измерительный комплекс [сайт]. [2010.] URL: <http://www.ntcm-ras.ru/opticheskie-izmereniya.html> (дата обращения 20.05.2016).
- [194] Growth and characterization of the InGaN/GaN nanoscale heterostructures / W.V. Lundin, A.V. Sakharov, V.A. Semenov, A.S. Usikov, M.V. Baidakova, I.L. Krestnikov, N.N. Ledentsov // Proc. of 7th Int. Symp. “Nanostructures: Physics and Technology”, (St.Petersburg, Russia, 14-18 June, 1999) – St.Petersburg, 1999. - P. 485 - 488.
- [195] Influence of Growth Interruptions and Gas Ambient on Optical and Structural Properties of InGaN/GaN Multilayer Structures / A.V. Sakharov, W.V. Lundin, I.L. Krestnikov, D.A. Bedarev, A.F. Tsatsul’nikov, A.S. Usikov, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, A. Hoffmann, and D. Bimberg // Proc. of International Workshop on Nitride Semiconductors IWN2000, (Nagoya, Japan, 24–27 September, 2000) IPAP Conf/ Series 1 – Nagoya, 2000. – P. 241 - 243.
- [196] Moon Y.-T., Kim D.-J., Song K.-M., Choi C.-J., Han S.-H., Seong T.-Y., Park S.-J. Effects of thermal and hydrogen treatment on indium segregation in InGaN/GaN multiple quantum wells // Journal of Applied Physics. 2001. – V. 89(11). – P. 6514-6518.
- [197] Liu W., Chua S. J., Zhang X. H., Zhang J. Effect of high temperature and interface treatments on photoluminescence from InGaN/GaN multiple quantum wells with green light emissions // Applied Physics Letters. 2003. - V. 83(5). - P. 914 - 916.
- [198] Kuo T.-C., Chen W.-J., Ke C.-C., Hung C.-W., Shen H.-T., Wang J.-C., Wu Y.-F., Nee T.-E. Characterization of the carrier localization confinement for InGaN/GaN multiple quantum well heterostructures with hydrogen-flow treatments / Gallium Nitride Materials and Devices II Edited by Hadis Morkoc, Cole W. Litton // Proceedings of SPIE. 2007. – V. 64730D. – P. 64730D/1-6.

- [199] Bai J., Wang Q., Wang T., Cullis A. G., Parbrook P. J. Optical cavity enhanced real-time absorption spectroscopy of CO₂ using laser amplitude modulation // *Applied Physics Letters*. 2009. - V. 105(5). - P. 053505/1-3.
- [200] Christmas U. M. E., Andreev A. D., Faux D. A. Calculation of electric field and optical transitions in InGaN/GaN quantum wells // *Journal of Applied Physics*. 2005. - V. 98(7). - P. 073522/1-12.
- [201] Лундин В. В., Заварин Е. Е., Синицын М.А., Сахаров А. В., Усов С.О., Николаев А.Е., Давыдов Д.В., Черкашин Н.А., Цацульников А. Ф . Влияние давления в реакторе на свойства активной области InGaN/GaN светодиодов // *Физика и Техника Полупроводников*. 2010. - Т. 44. №1. - С. 126-129.
- [202] Исследование температурных зависимостей спектров фотолюминесценции квантовых точек InGaN / С.О. Усов, А.Ф. Цацульников, В.В. Лундин, А.В. Сахаров, Е.Е. Заварин, Е.М. Аракчеева, Н.Н. Леденцов // Тезисы докладов 5-й Всероссийской конференции «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы» (Москва, 31 января–2 февраля 2007г.). – Москва, 2007. – С. 137-138.
- [203] Energy characteristics of excitons in InGaN/GaN heterostructures / S.O. Usov, A.F. Tsatsul'nikov, W.V. Lundin, A.V. Sakharov, E.E. Zavarin, M.A. Sinitsyn, N.N. Ledentsov // *Proceedings of the SPIE Photonics Europe 2008 (Strasbourg, France, 7-10 April, 2008)* // *SPIE Proceedings. Optical Micro- and Nanometrology in Microsystems Technology II*. 25 April 2008. - V. 6995. - P. 699515/1-12. doi: 10.1117/12.780789.
- [204] Tsatsul'nikov A. F., Volovik B. V., Ledentsov N. N., Maximov M. V., Egorov A. Yu., Kovsh A. R., Ustinov V. M., Zhukov A. E., Kop'ev P. S., Alferov Zh. I., Kozin I. A., Belousov M. V., Soshnikov I. P., Werner P., Litvinov D., Fischer U., Rosenauer A., Gerthsen D. Lasing in structures with InAs quantum dots in an (Al, Ga)As matrix grown by submonolayer deposition // *Journal of Electronic Materials*. 1999. - V. 28(5). - P. 537 - 541.

- [205] Zhukov A. E., Kovsh A. R., Mikhlin S. S., Maleev N. A., Ustinov V. M., Livshits D. A., Tarasov I. S., Bedarev D. A., Maximov M. V., Tsatsul'nikov A. F., Soshnikov I. P., Kop'ev P. S., Alferov Zh. I., Ledentsov N. N., Bimberg D. 3.9 W CW power from sub-monolayer quantum dot diode laser // *Electronics Letters*. 1999. - V. 35(21). – P. 1845-1847.
- [206] O'Donnell K. P., Martin R. W., Middleton P. G. Origin of Luminescence from InGaN Diodes // *Physical Review Letters*. 1999. - V. 82(1). - P. 237 - 240.
- [207] Keller S., Mishra U.K., Denbaars S.P. Flow modulation epitaxy of indium gallium nitride // *Journal of Electronic Materials*. 1997. – V.26(10). – P. 1118 - 1122.
- [208] Гончаров В. В., Корытов М. Н., Брунков П. Н., Лундин В. В., Заварин Е. Е. Цацульников А. Ф., Конников С. Г. Исследование формирования квантовых точек InGaN на поверхности GaN // *Известия РАН, серия физическая*. 2009. – Т. 73. №1. - С. 40-42.
- [209] Piner E. L., Behbehani M. K., El-Masry N. A., McIntosh F. G., Roberts J. C., Boutros K. S., Bedair S. M. Effect of hydrogen on the indium incorporation in InGaN epitaxial films // *Applied Physics Letters*. 1997. - V. 70(4). - P. 461 - 463.
- [210] Cheong M. G., Choi R. J., Kim C. S., Yoon H. S., Hong C.-H., Suh E.-K., Lee H. J., Cho H. K., Lee J. Y. Effects of Growth Interruption on High Indium Content InGaN/GaN Multi Quantum Wells // *Journal of the Korean Physical Society*. 2001. – V. 38(6). – P. 701 - 705.
- [211] Suihkonen S., Lang T., Svensk O., Sormunen J., Torma P.T., Sopanen M., Lipsanen H., Odnoblyudov M.A., Bougrov V.E. Control of the morphology of InGaN/GaN quantum wells grown by metalorganic chemical vapor deposition // *Journal of Crystal Growth*. 2007. - V. 300. - P. 324 - 329.
- [212] Hytch M.J., Snoeck E., Kilaas R. Quantitative measurement of displacement and strain fields from HREM micrographs // *Ultramicroscopy*. 1998. – V. 74(3). – P. 131-146.

- [213] Гетероструктуры InGaAlN для HEMT-транзисторов / Сахаров А.В., Лундин В.В., Заварин Е.Е., Синицын М.А., Цацульников А.Ф. // Тезисы докладов 5-й Всероссийской конференции «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы» (Москва, 31 января–2 февраля 2007г.). – Москва, 2007. – С. 46-47.
- [214] InAlN/AlN/GaN heterostructures for high electron mobility transistors / Usov S. O., Sakharov A. V., Tsatsulnikov A. F., Lundin V.W., Zavarin E.E., Nikolaev A.E., Yagovkina M.A., Zemlyakov V.E., Egorkin V.I., Ustinov V.M. // Proceedings of International School and Conference “Saint Petersburg OPEN 2016” (Saint Petersburg, Russia, 28-30 March, 2016) // Школа-конференция с международным участием 'Saint-Petersburg OPEN 2016' по Оптоэлектронике, Фотонике, Приборам и Наноструктурам [сайт]. [2016.] URL:
http://ru.spbopen.spbau.com/PDF/Book_of_Abstracts_SPBOPEN_2016.pdf
 (дата обращения 20.04.2016) - Р. 312-313.
- [215] MOVPE growth and advanced characterization of InAlN/GaN distributed Bragg reflectors / W. V. Lundin, E. E. Zavarin, M. A. Sinitsyn, A. V. Sakharov, S. O. Usov, A. E. Nikolaev, S. I. Troshkov, M. A. Yagovkina, E. V. Yakovlev, R. A. Talalaev, D. V. Davydov, A. V. Lobanova, N. A. Cherkashin, M. J. Hytch, P. N. Brunkov, and A. F. Tsatsulnikov // 13th European Workshop on Metalorganic Vapour Phase Epitaxy (Ulm, Germany, 7-10 June 2009) // Booklet of Extended abstracts
- [216] Создание распределенных брэгговских отражателей на основе гетероструктур InAlN/GaN и исследование их свойств / Е.Е. Заварин, В.В. Лундин, М.А. Синицын, А.В. Сахаров, С.О. Усов, А.Е. Николаев, С.И. Трошков, М.А. Яговкина, Е.В. Яковлев, Р.А. Талалаев, Д.В. Давыдов, А.В. Лобанова, Н.А. Черкашин, М.Ж. Нютч, П.Н. Брунков, А.Ф. Цацульников // Тезисы докладов 7-й Всероссийской конференции «Нитриды галлия, индия

- и алюминия – структуры и приборы» (Москва, 1 - 3 Февраля 2010г.). – Москва, 2010. – С. 139-140.
- [217] Исследование оптических и структурных свойств распределенных брегговских отражателей на основе InAlN/GaN / С.О. Усов, Е.Е. Заварин, А.Ф. Цацульников, В.В. Лундин, А.В. Сахаров, А.Е. Николаев, М.А. Сеницын, Н.В. Крыжановская, С.И. Трошков, Н.Н. Леденцов // Тезисы докладов 7-й Всероссийской конференции «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы» (Москва, 1 - 3 Февраля 2010г.). – Москва, 2010. – С. 141-142.
- [218] Лундин В. В., Давыдов Д. В., Заварин Е. Е., Попов М. Г., Сахаров А. В., Яковлев Е. В., Базаревский Д. С., Талалаев Р. А., Цацульников А. Ф., Мизеров М. Н., Устинов В. М. МОС-гидридная эпитаксия III–N светодиодных гетероструктур с малой длительностью технологического процесса // Письма в Журнал Технической Физики. 2015. - Т. 41. №5. - С. 9-17.
- [219] Композитные InAlN/GaN/InGaN гетероструктуры / А.Р. Губайдуллин, С.О. Усов, А.Ф. Цацульников, В.В. Лундин, Е.Е. Заварин, А.В. Сахаров, П.С. Копьев // Тезисы 12-ой Всероссийской молодежной конференции по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике (Санкт-Петербург, 25–29 октября 2010г.). – Санкт-Петербург, 2010. – С. 42-43.
- [220] Tsatsul'nikov A. F., Kovsh A. R., Zhukov A. E., Shernyakov Y. M., Musikhin Y. G., Ustinov V. M., Bert N. A., Kop'ev P. S., Alferov Z. I., Mintairov A. M., Merz J. L, Ledentsov N. N., Bimberg D. Volmer–Weber and Stranski–Krastanov InAs-(Al,Ga)As quantum dots emitting at 1.3 μm // Journal of Applied Physics. 2000. - V. 88(11). - P. 6272-6275.
- [221] Композитные InAlN/GaN/InGaN гетероструктуры / А.Ф. Цацульников, В.В. Лундин, Е.Е. Заварин, А.Е. Николаев, А.В. Сахаров, М.М.Рожавская, С.О. Усов, П.Н. Брунков, М.А. Сеницын, Д.В. Давыдов, Н.А. Черкашин // Тезисы

- докладов 9-й Всероссийской конференции «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы» (Москва, 13-15 Июня 2013г.). – Москва, 2013. – С. 30-31.
- [222] Cherkashin N., Hÿtch M.J., Snoeck E., Hÿe F., Hartmann J.M., Bogumilowicz Y., Claverie A. Quantitative local strain measurements in compressive strained Ge/tensile strained Si bi-layers grown on top of relaxed Si_{0.5}Ge_{0.5} virtual substrates // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B. 2006. – V. 253. (1-2). - P. 145-148, 2006.
- [223] Hirth J. P., Lothe J., Theory of Dislocations. New York: MacFraw-Hill, 1968. P. 30 - 157.
- [224] Технология и оборудование для опытного производства гетероструктур на основе нитрида галлия для СВЧ электроники методом МОС-гидридной эпитаксии / А.Ф. Цацульников, В.В. Лундин, А.В. Сахаров, Е.Е. Заварин, С.О. Усов, А.Н. Николаев, В.Е. Земляков, В.И. Егоркин, В.В. Волков, В.М. Устинов / Сборник статей 5-ой Всероссийской конференции «Электроника и микроэлектроника СВЧ», (Санкт-Петербург, 30 Мая - 2 Июня 2016г.). – Санкт-Петербург, 2016. - Т. 1. – С. 64-67.
- [225] Транзисторы с высокой подвижностью электронов на основе InAlN/GaN и AlGaIn/GaN гетероструктур / А.Ф. Цацульников, В.В. Лундин, А.В. Сахаров, Е.Е. Заварин, С.О. Усов, А.Е. Николаев, В.Е. Земляков, В.И. Егоркин, В.В. Волков, В.М. Устинов / Сборник трудов 7-ой Международной научно-практической конференции по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники, (Москва, 25 Мая 2016г.). – Москва, 2016. – С. 35-36.
- [226] Medjdoub F., Alomari M., Carlin J.-F., Gonschorek M., Feltin E., Py M.A., Grandjean N., Kohn E. Barrier-Layer Scaling of InAlN/GaN HEMTs // Electron Device Letters. 2008. - V. 29. (5). - P. 422-425. DOI: 10.1109/LED.2008.919377.
- [227] Derluyn J., Boeykens S., Cheng K., Vandersmissen R., Das J., Ruythooren W., Degroote S., Leys M.R., Germain M., Borghs G. Improvement of AlGaIn/GaN high electron mobility transistor structures by in situ deposition of a Si₃N₄ surface

- layer // Journal of Applied Physics. 2005. - V. 98. - P. 054501/1-5. DOI: 10.1063/1.2008388.
- [228] Юнин П.А., Дроздов Ю.Н., Дроздов М.Н., Королев С.А., Охапкин А.И., Хрыкин О.И., Шашкин В.И. Слои Si_3N_4 для *in situ* пассивации транзисторных структур на основе GaN // Физика и Техника Полупроводников. 2015. - Т. 49. №11. - С. 1469-1472.
- [229] Russo S., Di Carlo A. Scaling Issues for AlGaIn/GaN HEMTs: Performance Optimization via Devices Geometry Modelling // arXiv:cond-mat/0510049. 2005. - P. 1-3.
- [230] STR Group - Modeling of crystal growth and devices [Электронный ресурс] // SimuLED software for LED and laser diode design and optimization, Field Effect Transistor Integrated Simulator (FETIS)—package for simulation of group-III nitride based high electron mobility transistors (HEMTs) [сайт]. [2016.] URL: <http://www.str-soft.com/products/FETIS/index.htm> (дата обращения 20.05.2016).
- [231] Talalaev R.A., Karpov S.Yu., Evstratov I.Yu., Makarov Yu.N. // Physica Status Solidi (c). 2002. - V. 0(1). - P. 311 - 314.
- [232] Рост НЕМТ гетероструктур AlGaIn/GaN на подложках SiC отечественного производства / А.Ф. Цацульников, В.В. Лундин, Е.Е. Заварин, А.В. Сахаров, Н.К. Травин, О.В. Венедиктов, В.П. Иванова, Я.М. Парнес, В.Е. Земляков, В.В. Волков, М.А. Яговкина, В.Г. Тихомиров, М.Н. Мизеров / Тезисы докладов 10-й Всероссийской конференции «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы», (Санкт-Петербург, 23-25 Марта 2015г.). – Санкт-Петербург, 2015. – С. 129-130.
- [233] Li Sh., Wu Q., Fan G., Zhou T., Zhang Y., Yian Y., He M., Cao J., Su J. Influence of a p-InGaIn/GaN short-period superlattice on the performance of GaN-based light-emitting diodes // Semicond. Sci. Technol. 2009. - V. 24. - P. 085016/1-5.

- [234] Исследование оптических и структурных свойств короткопериодных сверхрешеток InGaN/GaN для активной области светоизлучающих диодов / Н. В. Крыжановская, В. В. Лундин, А. Е. Николаев, А. Ф. Цацульников, А. В. Сахаров, Н. А. Черкашин, М. J. Nütch, Г. А. Вальковский, М. А. Яговкина, С. О. Усов // Тезисы докладов 7-й Всероссийской конференции «Нитриды галлия, индия и алюминия –структуры и приборы» (Москва 1–3 февраля 2010 г.) – Москва, 2010. – С. 149-150.
- [235] Сизов В.С. Особенности формирования InGaN/(In,Al)GaN активной области для светоизлучающих приборов: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.10 / Сизов Виктор Сергеевич. – СПб., 2010. – 23 с.
- [236] Сизов В.С., Цацульников А.Ф., Сахаров А.В., Лундин В.В., Заварин Е.Е., Черкашин Н.А., Nütch М. J., Николаев А.Е., Минтаиров А.М., Yan He, Merz J.L. Использование короткопериодных сверхрешеток InGaN/GaN в светодиодах синего диапазона // Физика и Техника Полупроводников. 2010. - Т. 44. №7. - С. 955-961.
- [237] Влияние InGaN/GaN-сверхрешетки на эффективность светодиодов видимого диапазона / А. В. Сахаров , А. Е. Николаев, В. В. Лундин, С. О. Усов , А. Ф. Цацульников // Сборник статей 9-го Беларусско-Российского Семинара "Полупроводниковые лазеры и системы на их основе" (Минск, Беларусь, 28-31 Мая 2013г.). – Минск, 2013. – С. 134-137.
- [238] Speriosu V. S., Vreeland T. Jr. X-ray rocking curve analysis of superlattices // Journal of Applied Physics. 1984. - V. 56(6). - P. 1591 - 1600.
- [239] Reshchikov M.A., Morkoc H. Luminescence from defects in GaN // Physica B: Condensed Matter. 2006. - V. 376-377. - P. 428 - 431.
- [240] Macht L., Weyher J. L., Grzegorzcyk A., Larsen P. K. Statistical photoluminescence of dislocations and associated defects in heteroepitaxial GaN grown by metal organic chemical vapor deposition // Physical Review B. 2005. – V. 71. – P. 073309/1-4.

- [241] Сахаров А. В., Лундин В. В, Заварин Е. Е., Сеницын М. А., Николаев А. Е., Усов С. О., Сизов В. С., Михайловский Г. А., Черкашин Н. А., Hytch M., Hue F., Яковлев Е. В., Лобанова А. В., Цацульников А. Ф. Влияние релаксации напряжений на формирование активной области гетероструктур InGaN/(Al)GaN для светодиодов зеленого диапазона // Физика и Техника Полупроводников. 2009. - Т. 43. №6. - С. 841-846.
- [242] Karpov S. Yu., Makarov Yu. N. Indium segregation kinetics in InGaAs ternary compounds // Thin Solid Films. 2000. – V. 380(1/2). - P. 71 - 74.
- [243] Мост через «зеленую долину». По пути к RGB источникам белого света / А.Ф. Цацульников, В.В. Лундин, А.В. Сахаров, Е.Е. Заварин, С.О. Усов, А.Е. Николаев, Н.В. Крыжановская, М.А. Сеницын, В.С. Сизов, Н.А. Черкашин, А.Е. Черняков, А.Л. Закгейм, М.Н. Мизеров // Тезисы докладов 7-й Всероссийской конференции «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы» (Москва, 1 - 3 Февраля 2010г.). – Москва, 2010. – С. 41-44.
- [244] Deep green and monolithic white LEDs based on combination of short-period InGaN/GaN superlattice and InGaN QWs / A. F. Tsatsulnikov, W. V. Lundin, A. V. Sakharov, E. E. Zavarin, S. O. Usov, A. E. Nikolaev, N. V. Kryzhanovskaya, A. E. Chernyakov , A. L. Zakgeim , N.A. Cherkashin, M. Hytch // Proceedings of ICPS2010 (Seoul, Korea, 25-30 July, 2010) // AIP Conf. Proc. 2011. - V. 1399. - P. 253-254.
- [245] Влияние дизайна р-области на свойства InGaN/GaN светодиодов зеленого диапазона / А. В. Сахаров, А. Е. Николаев, В. В. Лундин, С. О. Усов, В. С. Сизов, А. Ф. Цацульников, М. А. Яговкина, Д. Ю. Казанцев, Б. Я. Бер, С. Ю. Карпов / Тезисы докладов 8-го Беларусско-Российский Семинара "Полупроводниковые лазеры и системы на их основе", (Минск, Беларусь, 17-20 мая 2011 г.). – Минск, 2011. – С. 153-154.

- [246] Создание светодиодов зеленого диапазона на основе соединений InGaN/GaN / С. О. Усов, А. Ф. Цацульников, В. В. Лундин, А. В. Сахаров, А. Е. Николаев, Н. А. Черкашин, Н. Н. Леденцов // Тезисы конференции (школы-семинара) по физике и астрономии для молодых ученых Санкт-Петербурга и Северо-запада «Физика.СПб» (Санкт-Петербург, 26–28 октября 2009г.). – Санкт-Петербург, 2009. – С. 66-68.
- [247] Особенности люминесценции слоев InGaN и сверхрешеток InGaN/GaN /А.В. Сахаров, В.В. Лундин, Е.Е. Заварин, А.Е. Николаев, А.Ф. Цацульников, С.О. Усов, Н.А. Черкашин, М.Н. Корытов, Н.В. Ржеуцкий, Е.В. Луценко / Тезисы докладов 10-й Всероссийской конференции «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы», (Санкт-Петербург, 23-25 Марта 2015г.). – Санкт-Петербург, 2015. – С. 77-78.
- [248] Монолитные белые светодиоды: подходы, технология, дизайн, В. М. Устинов, А. Ф. Цацульников, В. В. Лундин, А. В. Сахаров, А. Е. Николаев, Е. Е. Заварин, А. Л. Закгейм, А. Е. Черняков, М. Н. Мизеров, Н. А. Черкашин, М. Nyth, Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2012, № 6. - С. 43-46.
- [249] Влияние дизайна активной области на свойства монолитных светодиодных структур / А.Ф. Цацульников, В.В. Лундин, А.В. Сахаров, А.Е. Николаев, Е.Е. Заварин, В.М. Устинов, А.Л. Закгейм, А.Е. Черняков, С.О. Усов, М.Н. Мизеров, Н.А. Черкашин, М. Nyth // Тезисы докладов 8-й Всероссийской конференции «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы» (Санкт-Петербург, 26–28 мая 2011г.). – Санкт-Петербург, 2011. – С. 27-28.
- [250] Монолитные белые светодиоды: подходы, технология, дизайн / В. М Устинов, А. Ф. Цацульников, В. В. Лундин, А. В.Сахаров, А. Е. Николаев, Е. Е. Заварин, А. Л. Закгейм, А. Е. Черняков, М. Н. Мизеров, Н. А Черкашин, М. Nyth // Труды XV международного симпозиума «Наноп физика и Нанoeлектроника» (Нижний Новгород, 14 – 18 марта 2011 г.) - Нижний Новгород, 2011. - С.246.

- [251] Оптические характеристики источников белого света на основе смешивания излучения AlInGaN светодиодов различных спектральных диапазонов / С. О. Усов, Е. Е. Заварин, А. Ф. Цацульников, В. В. Лундин, А. В. Сахаров, А. Е. Николаев, М. А. Сеницын, Н. Н. Леденцов // Тезисы докладов 8-й Всероссийской конференции «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы» (Санкт-Петербург, 26–28 мая 2011 г.) - Санкт-Петербург, 2011. – С. 196-197.
- [252] Lee S.-N., Paek H. S., Kim H., Jang T., Park Y. Monolithic InGaN-based white light-emitting diodes with blue, green, and amber emissions // Applied Physics Letters. 2008. - V. 92(8). - P. 081107/1-3.
- [253] Lee Y. J., Lin P. C., Lu T. C., Kuo H. C., Wang S. C. Dichromatic InGaN-based white light emitting diodes by using laser lift-off and wafer-bonding schemes // Applied Physics Letters. 2007. - V. 90. - P. 161115/1-3.
- [254] Stauss P., Mandl M., Rode P., Laubsch A., Biebersdorf A., Windisch R., Galler B., Drechsel P., Steegmuller U. Monolithically grown dual wavelength InGaN LEDs for improved CRI // Physica Status Solidi C. 2011. – V. 8(7-8). – P. 2396–2398.