

**Московский Государственный Университет  
им. М.В.Ломоносова**

**Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН**

**Институт СВЧ Полупроводниковой Электроники РАН**

# **НИТРИДЫ ГАЛЛИЯ, ИНДИЯ И АЛЮМИНИЯ – СТРУКТУРЫ И ПРИБОРЫ**

**Тезисы докладов**

**3-й Всероссийской конференции**

**07-09 июня 2004 года**

**Москва**



**Санкт-Петербург  
Издательство СПбГУ  
2004**

Московский Государственный Университет  
им. М.В.Ломоносова  
Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН  
Институт СВЧ Полупроводниковой Электроники РАН

При поддержке

Министерства Науки и Образования РФ,  
и спонсоров:

"Светлана - Оптоэлектроника",  
ООО "Корвет - Лайтс",  
АТИ «ЮниСаф»,  
"ACOL Technologies S.A.",  
"VEECO",  
"SVT - МВЕ"

**ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ:**

П.К.Кашкаров	МГУ им. М.В.Ломоносова, председатель
А.Э.Юнович	МГУ им. М.В.Ломоносова, зам. председателя
П.С.Копьев	ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, зам. председателя
В.С.Абрамов	Компания "Корвет-Лайтс"
А.А.Арендаренко	ЗАО "Элма-Малахит"
В.Н.Данилин	ГУП "Пульсар"
П.П.Иванников	МГУ им. М.В.Ломоносова
Г.В.Иткинсон	"Светлана - Оптоэлектроника"
А.Н.Ковалев	МИСиС
В.В.Лундин	ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, ученый секретарь
С.П.Черных	АТИ "Юнисаф"
М.Г.Мильвидский	ГИРЕДМЕТ
В.Г.Мокеров	ИРЭ РАН
Г.В.Сапарин	МГУ им. М.В.Ломоносова
В.Г.Сидоров	СПБГТУ
А.Н.Туркин	МГУ им. М.В.Ломоносова, ученый секретарь
М.В.Чукичев	МГУ им. М.В.Ломоносова

**ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ:**

А.Э.Юнович	МГУ им. М.В.Ломоносова, председатель
П.С.Копьев	ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, зам. председателя
В.Н.Данилин	ГУП «Пульсар»
А.Н.Ковалев	МИСиС
Л.М.Коган	ООО «Оптел»
Н.Н.Леденцов	ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН
В.В.Лундин	ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН
М.Г.Мильвидский	ГИРЕДМЕТ
В.Г.Мокеров	ИВЧПЭ РАН
О.П.Пчеляков	ИФП СО РАН
В.Г.Сидоров	СПБГТУ
А.Н.Туркин	МГУ им. М.В.Ломоносова, ученый секретарь

Московский Государственный Университет  
им. М.В.Ломоносова

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН  
Институт СВЧ Полупроводниковой Электроники РАН

# НИТРИДЫ ГАЛЛИЯ, ИНДИЯ И АЛЮМИНИЯ – СТРУКТУРЫ И ПРИБОРЫ

Тезисы докладов

3-й Всероссийской конференции

07-09 июня 2004 года  
Москва



Санкт-Петербург  
Издательство СПбГПУ  
2004

## ОГЛАВЛЕНИЕ

### ТЕХНОЛОГИЯ МАТЕРИАЛОВ. РОСТ ОБЪЕМНЫХ КРИСТАЛЛОВ. ПОДЛОЖКИ

Толстые слои p-GaN, выращенные хлор-гидридной газовой эпитаксией на сапфировых подложках	<i>О.В.Коваленков, А.С.Усиков, В.А.Иванцов, В.А.Дмитриев, Н.М.Шмидт, Д.С.Полоскин, В.Н.Петров, В.В.Ратников</i>	9
Массивные (free-standing) слои GaN, выращенные методом HVPE	<i>Ю.В.Жилев, С.Д.Раевский, Д.З.Грабко, Д.С.Леу, М.Е.Компан, М.П.Щеглов, Ш.А.Юсупова</i>	11
Подложечный материал для технологии нитридов III группы	<i>В.А.Дмитриев, О.Коваленков, В.Суховеев, В.Иванцов, Е.Шаповалова, А.С.Усиков</i>	13
Особенности синтеза из газовой фазы и структура тонких пленок нитрида алюминия на кремниевых подложках	<i>Р.Г.Самарин, К.Ю.Черных, Б.В.Спицын, О.Ю.Горбенко, А.В.Манчуковский</i>	15
Магнитно-абразивная обработка подложек, предназначенных для эпитаксиального выращивания п/п структур и бесконтактный метод контроля качества обработки поверхности	<i>А.Г.Железняк, В.Г.Сидоров</i>	17
Химическая нитридизация поверхностей подложек (100)GaAs в гидразин-сульфидных водных растворах	<i>В.Л.Берковиц, Т.В.Львова, В.П.Улин</i>	19
Температурное поле подложки и ее напряженно деформированное состояние в условиях эпитаксии	<i>Х.А.Миркурбанов, С.В.Сажнев, В.Н.Тимофеев</i>	21

### ТЕХНОЛОГИЯ МАТЕРИАЛОВ. ЭПИТАКСИАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ РОСТА

Выращивание эпитаксиальных структур на основе GaN методом ГФЭ МОС	<i>В.В.Лундин, Е.Е.Заварин, А.В.Сахаров, А.Ф.Цацульников, Н.Н.Леденцов</i>	22
Выращивание пленок GaN методом аммиачной молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (0001)	<i>В.В.Преображенский, М.А.Путято, Б.Р.Семягин, В.Г.Мансуров, С.Н.Свиташева, О.А.Шегай, Ю.Г.Галицын, К.С.Журавлев, А.И.Торопов, О.П.Пчеляков, Т.В.Шубина, М.Г.Ткачман</i>	24
О механизме гетероэпитаксиального зарождения GaN	<i>А.А.Арендаренко, Е.Н.Вигдорович, Ю.Н.Свешников, З.В.Харламов</i>	26
Термодинамический анализ кристаллизации нитрида галлия из паров триметилгаллия и аммиака	<i>А.В.Добрынин, А.А.Жирков, Г.А.Найда, В.В.Смирнов</i>	28
Управление вхождением индия в слои твердых растворов нитридов группы, выращиваемых аммиачной молекулярно-лучевой эпитаксией	<i>Д.А.Баранов, Д.М.Красовицкий, С.И.Петров, М.В.Павленко, Ю.В.Погорельский, И.А.Соколов, М.А.Соколов, В.П.Чалый, А.В.Андреанов, И.С.Журавлев, В.Г.Сидоров</i>	30
Исследование вхождения алюминия при вариации параметров роста в ГФЭ МОС AlGaIn	<i>А.В.Кондратьев, Р.А.Талалаев, В.В.Лундин, А.В.Сахаров, А.В.Цацульников, Е.Е.Заварин, А.В.Фомин, Д.С.Сизов</i>	32
Механизм образования наночастиц в процессе МОС- гидридного осаждения GaN	<i>О.В.Борд, Р.А.Талалаев, Л.Л.Куандыков, Е.В.Яковлев, Ю.Н.Макаров</i>	34
Критическая толщина псевдоморфных слоев Ga <sub>x</sub> Al <sub>1-x</sub> N/GaN и Ga <sub>x</sub> In <sub>1-x</sub> N/GaN	<i>Е.Н.Вигдорович, Ю.Н.Свешников</i>	36
Связь термодинамических и электрооптических факторов при формировании гетерофазных систем на основе GaN	<i>Е.Н.Вигдорович</i>	38
Анализ течения газового потока в эпитаксиальном реакторе для индивидуальной обработки пластин большого диаметра	<i>С.В.Сажнев, Х.А.Миркурбанов, В.Н.Тимофеев</i>	40

Производство высокочистого аммиака для изготовления эпитаксиальных структур нитридов галлия, индия и алюминия	<i>В.М.Воротынцев, А.К.Матвеев, В.М.Мальшев, Г.М.Мочалов, П.Г.Тарабуров</i>	41
Получение и свойства GaN р-типа	<i>Е.В.Ершов, А.Ф.Иванов, С.А.Крюков, А.А.Найдин, А.В.Неуважьев, Т.А.Полякова</i>	43
Осаждение карбида кремния из метилсилана на графитовые изделия	<i>П.И.Кузнецов, В.В.Шемет, Г.Г.Якуцева, Е.А.Богачев, А.Н.Тимофеев, А.В.Ляхин</i>	43
Получение пленок GaN заданной полярности при росте методом аммиачной молекулярно-лучевой эпитаксии на Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (0001)	<i>В.В.Преображенский, М.А.Путято, Б.Р.Семягин, В.Г.Мансуров, К.С.Журавлев, А.И.Торопов, О.П.Пчеляков</i>	44
Кинетика адсорбции-десорбции Ga на поверхности (0001)	<i>В.Г.Мансуров, Ю.Г.Галицын, В.В.Преображенский, А.Ю.Никитин, Журавлев К.С.</i>	46
Химическая нестабильность GaN в водород – азот - аммиачных смесях и ее влияние на процесс роста при эпитаксии из металло- органических соединений	<i>Е.Е.Заварин, В.В.Лундин, Д.С.Сизов</i>	47
Отличительные особенности распределения заряженных центров и характеристик различных светодиодных структур с квантовыми ямами	<i>Ф.И. Маняхин</i>	49
Причины спада внешнего квантового выхода светодиодов с квантовыми ямами при напряжениях прямого смещения, больших контактной разности потенциала	<i>Ф.И.Маняхин, А.С.Кодак</i>	49

#### ОПТИЧЕСКИЕ, ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА

Электронные и колебательные свойства InN	<i>В.Ю.Давыдов, А.А.Клочихин, В.В.Емцев, А.В.Мудрый</i>	50
Рамановские спектры гексагональных сверхрешеток GaN/AlN в микроскопической и феноменологической моделях	<i>А.Н.Смирнов, В.Ю.Давыдов, И.Н.Гончарук, А.И.Бесюлькин, В.В.Лундин, М.Б.Смирнов, С.В.Карпов</i>	52
Атомно-масштабные исследования роста пленок благородных металлов на поверхности GaN(0001) со структурой псевдо 1x1-Ga в условиях сверхвысокого вакуума	<i>Р.З.Бахтизин, К.Х.Ву, Ч.-Ж.Щуе, Т.Нагао, Т.Сакурай</i>	54
Послесвечение вюрцитных кристаллов GaN, легированных редкоземельными металлами (Eu,Sm,Er)	<i>В.В.Криволапчук, М.М.Мездрогина, Ю.В.Кожанова</i>	56
Свойства твердых растворов AlGaIn и их катодолюминесценция в лазере УФ диапазона	<i>М.В.Чукичев, И.Д.Родионов, А.Ф.Осипов, А.В.Ильевский</i>	57
Фундаментальные оптические спектры нитрида алюминия в области 5–40 эВ	<i>В.В.Соболев, М.А.Стерхова</i>	59
Взаимосвязь спектров фотолюминесценции с условиями газофазного химического синтеза нитрида галлия из металлического галлия и хлорида аммония.	<i>А.Н.Грузинцев, А.Н.Редькин, В.И.Тацкий, З.И.Маковой, Е.Е.Якимов</i>	61
Сложная структура переходов AlN в области 8–30 эВ и их основные параметры	<i>В.В.Соболев, М.А.Стерхова</i>	63
Возможности метода наведенного тока для характеристики GaN	<i>О.А.Солтанович, Е.Б. Якимов, Н.М. Шмидт</i>	65
Оптические и электрофизические свойства гетероэпитаксиальных слоев нитридов галлия и алюминия	<i>В.В.Смирнов</i>	67
Изучение эпитаксиальных слоев нитрида галлия методом цветной катодолюминесценции в РЭМ	<i>Г.В.Сапарин, С.К.Обыден, П.В.Иванников, Т.С.Аргунова, А.В.Вольфсон, Е.Н.Мохов</i>	69
Параметры вюрцитных кристаллов GaN, легированных тулнием	<i>М.М.Мездрогина, В.В.Криволапчук, Ю.В.Кожанова, Э.Н.Хужакуло, А.В.Иванов, Д.С.Кибальников, Д.С.Сизов, С.Н.Родин, Н.М.Шмидт</i>	71

Спектры фотоэмиссии эпитаксиальных слоев GaN с разным структурным совершенством	<i>Г.В.Бенеманская, А.И.Бесюлькин, В.В.Лундин, А.В.Сахаров, Г.Е.Франк-Каменецкая, Н.М.Шмидт</i>	73
Катодолуминесценция кристаллов оксида цинка, используемых как подложки для эпитаксиального роста GaN	<i>С.Д.Колониус, М.В.Чукичев</i>	75
Релаксация системы протяженных дефектов в нитридах III- группы	<i>А.В.Анкудинов, Е.Е.Заварин, Р.В.Золотарева, А.Г.Колмаков, В.В.Лундин, В.В.Ратников, А.А.Ситникова, А.Н.Титков, Н.М.Шмидт</i>	76

#### СВОЙСТВА КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ НИТРИДОВ

Исследование электрических и люминесцентных свойств квантоворазмерных структур GaN/InGaN	<i>А.В.Говорков, Н.Б.Смирнов, А.Я.Поляков, М.Г.Мильвидский, In-Hwan Lee, Cheul-Ro Lee</i>	78
Свойства эпитаксиальных структур для светодиодов на основе GaN	<i>А.Ф.Цацульников, В.В.Лундин, А.В.Сахаров, Д.С.Сизов, В.С.Сизов, А.В.Фомин, Ю.Г.Мусухин, D.Gerthsen, И.Л.Крестников, Н.Н.Леденцов, A.Hoffmann, D.Bimberg</i>	80
Стационарные и время разрешенные спектры фото- и электролюминесценции в структурах с квантовыми ямами InGaN/GaN	<i>В.В.Криволапчук, В.В.Лундин, М.М.Мездрогина, Д.С.Сизов, А.В.Иванов</i>	82
Слабая локализация в двумерном электронном газе в гетероструктуре AlGaIn/GaN	<i>А.Г.Погосов, М.В.Буданцев, Р.А.Лавров, В.Г.Мансуров, В.В.Преображенский, К.С.Журавлев</i>	84
Фотолюминесценция GaN квантовых точек в матрице AlN	<i>Д.Д.Ри, К.С.Журавлев, В.Г.Мансуров, А.Ю.Никитин</i>	86
Теоретическое исследование квантоворазмерного эффекта Штарка в нитридных гетероструктурах	<i>К.А.Булашевич, Р.А.Сулис, С.Ю.Карпов</i>	88
Длительная кинетика фотолюминесценции двумерного электронного газа в гетероструктуре AlGaIn/GaN	<i>Т.С.Шамирзаев, Н.С.Коржавина, В.Г.Мансуров, В.В.Преображенский, К.С.Журавлев</i>	90
Исследование спонтанного излучения в структурах, содержащих сверхтонкие слои InGaIn в матрице GaN	<i>Д.С.Сизов, В.С.Сизов, Е.Е.Заварин, В.В.Лундин, Г.А.Онушкин, А.В.Фомин, А.Ф.Цацульников, Н.Н.Леденцов</i>	92

#### ТЕХНОЛОГИЯ ПРИБОРОВ НА ОСНОВЕ НИТРИДОВ

Программа ФГУП РФЯЦ-ВНИИТФ освоения полупроводниковых технологий и развития производства	<i>Е.Н.Аврорин, А.В.Вакуров, А.Ф.Иванов, Э.П.Магда, А.В.Неуважжаев, А.П.Покаташкин, Г.Н.Рыкованов</i>	94
Исследование микроэлектролюминесцентных характеристик мощных AlGaInN меза- планарных светодиодов	<i>Г.А.Онушкин, А.Л.Закгейм, Д.А.Закгейм, И.П.Смирнова, И.В.Рожанский, А.Ф.Цацульников, В.В.Лундин</i>	96
Система Ti-Al-Pt для создания омических контактов ПТБШ на n <sup>+</sup> GaN и гетероструктурах AlGaIn/GaN	<i>Н.Б.Гладышева, А.А.Дорофеев, Ю.А.Матвеев, А.А.Чернявский</i>	98
Термополевой прямой ток в GaN поверхностно-барьерных структурах	<i>Т.В.Бланк, Ю.А.Гольдберг, Е.Е.Заварин, О.В.Константинов, Н.М.Шмидт</i>	100
Нитридный интерфейс на контакте металл-GaAs(100)	<i>Т.В.Львова, В.Л.Берковиц, М.С.Дунаевский, В.М.Лантратов, В.П.Улин</i>	102
Роль поверхностных состояний в формировании свойств полевых GaN- гетеротранзисторов	<i>А.Н.Ковалев</i>	104
WBG Materials and Device Structures Grown With SVT-MBE Systems	<i>А.В.Осинский, Amir Dabiran, Peter Chow</i>	106

Проблемы использования лазерных систем для разделения пластин широкозонных материалов на кристаллы	<i>В.С.Кондратенко, В.Н.Данилин, Т.А.Жукова, П.Д.Гиндин, А.С.Наумов, С.П.Черных</i>	107
Зарядовый аккумуляционный слой на поверхности GaN(0001) n- типа с покрытиями Cs	<i>Г.В.Бенеманская, В.С.Вихнин, Г.Э.Франк-Каменецкая, Н.М.Шмидт</i>	109
Электрические свойства слоев GaN(Fe) и влияние на них высокотемпературного отжига	<i>А.А.Поляков, Н.Б.Смирнов, А.В.Говорков, М.Г.Мильвидский, А.А.Шленский, S.J.Pearson</i>	111

#### ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ НА ОСНОВЕ НИТРИДОВ

Исследования и разработки СВЧ- транзисторов на основе GaN	<i>В.Г.Мокеров</i>	113
Обзор новейших достижений в разработке СВЧ транзисторов на основе нитрида галлия	<i>В.Н.Данилин, Т.А.Жукова, М.А.Комаров, Н.И.Уваров, С.П.Черных</i>	114
О нестабильности рабочих характеристик гетероструктурных полевых AlGaIn/GaN транзисторов	<i>С.Ю.Шаповал, В.Сироткин, А.Ковальчук, В.Земляков</i>	116
Корреляция низкочастотного шума в эпитаксиальных слоях нитрида галлия со степенью их структурного совершенства	<i>Н.М.Шмидт, М.Е.Левинштейн, В.В.Лундин, А.И.Бесюлькин, П.С.Копьев, S.L.Rumyantsev, N.Pala, M.S.Shur</i>	118
СВЧ транзистор средней мощности (HEMT) на основе гетероструктур AlGaIn/GaN	<i>И.М.Аболдуев, Н.Б.Гладышева, А.А.Дорофеев, Ю.А.Матвеев, В.М.Миннебаев, А.А.Чернявский</i>	120
Полевые транзисторы на основе гетероструктур GaN/Al <sub>0.2</sub> Ga <sub>0.8</sub> N, выращенных методом МЛЭ на подложке (0001)Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> из молекулярных пучков Ga, Al и NH <sub>3</sub>	<i>К.С.Журавлев, В.Г.Мансуров, В.В.Преображенский, Ю.Г.Галицын, В.Н.Овсяк, Ю.Н.Раков, Т.К.Бондарева, Н.В.Мончарес, Ю.Б.Мякишев</i>	121
Стабильность и надежность приборов нового поколения на GaN	<i>В.Н.Данилин, Т.А.Жукова, С.В.Тараканов</i>	123
Поляризационные эффекты в приборах на основе нитридных гетероструктур	<i>К.А.Булашевич, В.Ф.Мьмрин, И.А.Жмакин, С.Ю.Карпов</i>	126
Особенности постростового процессирования эпитаксиальных структур при разработке СВЧ транзисторов на нитриде галлия	<i>В.Н.Данилин, Т.А.Жукова, Н.И.Уваров</i>	128

#### ЭЛЕКТРОННЫЕ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ УСТРОЙСТВА НА ОСНОВЕ НИТРИДОВ

Полевые транзисторы на основе двойных гетероструктур AlGaIn/GaN/AlGaIn, выращенных аммиачной молекулярно-лучевой эпитаксией	<i>С.Б.Александров, Д.А.Баранов, Л.Э.Великовский, Д.М.Красовицкий*, С.И.Петров, М.В.Павленко, Ю.В.Погорельский, И.А.Соколов, М.А.Соколов, В.П.Чальи, Н.И.Подольская, К.А.Булашевич, С.Ю.Карпов</i>	129
Зонная инженерия транзистора с высокой электронной подвижностью на AlN подложке	<i>Н.И.Подольская, К.А.Булашевич, С.Ю.Карпов, Ю.Н.Макаров</i>	131
Фотодетекторы ультрафиолетового излучения на основе AlGaIn.	<i>С.В.Аверин, П.И.Кузнецов, В.А.Житов, Л.Ю.Захаров, Г.Г.Якушева, М.Д.Дмитриев</i>	133
Эффект фотоусиления в HEMT- структурах AlGaIn/GaN	<i>Д.С.Сизов, А.И.Бесюлькин, Е.Е.Заварин, В.В. Лундин, В.С.Сизов, М.А.Синицын, А.Ф.Цацульников</i>	135

### СВЕТОДИОДЫ НА ОСНОВЕ НИТРИДОВ

Мощные светодиодные осветители белого, зеленого и синего цветов свечения	<i>Л.М.Коган, Н.А.Гальчина, И.Т.Рассохин</i>	<b>137</b>
Основные элементы технологии изготовления светодиодов большой мощности на основе AlGaInN	<i>Д.А.Закгейм, И.П.Смирнова, Е.М.Аракчеева, М.М.Кулагина, С.А.Гуревич, А.Л.Закгейм, Е.Д.Васильева, Г.В.Иткинсон</i>	<b>138</b>
Высокомощные синие (350 мВт) и белые (60 лм) меза-планарные светодиоды на основе AlGaInN квантово-размерных гетероструктур	<i>А.Л.Закгейм, Д.А.Закгейм, И.П.Смирнова, И.В.Рожанский, Е.М.Аракчеева, М.Кулагина, С.А.Гуревич, Е.Д.Васильева, Г.В.Иткинсон</i>	<b>139</b>
Неорганические люминофоры для спектрального преобразования в коротковолновых светодиодах	<i>В.С.Абрамов, Н.П.Сошин</i>	<b>141</b>
Оптимизация критериев формирования люминофорного слоя в технологии белых светодиодов	<i>О.М.Меркушев, Л.Г.Ведерникова, Ю.Ю.Петров, В.П.Дедов, О.Н.Сараев</i>	<b>142</b>
Анализ зависимости эффективности электролюминесценции светодиодных гетероструктур на основе AlGaInN от плотности тока	<i>И.В.Рожанский, Д.А.Закгейм</i>	<b>144</b>
Эффективность светодиодов на основе MQW InGaIn/GaN с разной степенью упорядоченности мозаичной структуры	<i>Е.Е.Заварин, А.Л.Закгейм, А.П.Карташова, А.Г.Колмаков, В.В.Криволапчук, В.В.Лундин, М.М.Мездрогина, А.В.Сахаров, Д.С.Сизов, Н.М.Шмидт</i>	<b>145</b>
Распределение температуры и тока в структурах полосковой геометрии на основе GaN	<i>А.В.Сахаров, Н.Ю.Гордеев, Ch.Ch.Chuo, J.Y.Chi</i>	<b>147</b>
Светоизлучающий гетеропереход n-ZnO/p-GaN	<i>Б.М.Атаев, В.В. Мамедов, С.Ш.Махмудов, Я.И.Ализов, D.M.Vagnal, М.В.Чукичев</i>	<b>149</b>
Изменение температуры и цветовых характеристик светодиодов белого свечения при увеличении тока	<i>Е.В.Коробов, С.С.Широков, А.Э.Юнович</i>	<b>151</b>

### СВЕТОДИОДЫ И ЛАЗЕРЫ НА ОСНОВЕ НИТРИДОВ

Лазеры с оптической накачкой на эпитаксиальных слоях GaN, выращенных на кремнии	<i>Е.В.Луценко, А.В.Данильчик, В.Н.Павловский, В.З.Зубелевич, А.Л.Гурский, Г.П.Яблонский, Y.Dikme, R.H.Jansen, B.Schineller and M.Heuken</i>	<b>152</b>
Зеленые лазеры на квантовых точках CdSe с накачкой излучением лазеров на гетероструктурах InGaIn/GaN, выращенных на кремниевых подложках	<i>Е.В.Луценко, В.З.Зубелевич, А.В.Данильчик, В.Н.Павловский, А.Л.Гурский и Г.П. Яблонский, И.В.Седова, С.В.Сорокин, А.А.Торопов, В.А.Кайгородов, С.В.Иванов, П.С.Копьев, Y.Dikme, R.H.Jansen, B.Schineller, M.Heuken</i>	<b>154</b>
Ультрафиолетовые ZnO/p-AlGaIn светодиоды	<i>Е.В.Калинина, Г.А.Онушкин, А.Е.Черенков, Я.И.Ализов, D.C.Look, Б.М.Атаев, В.В.Мамедов, М.В.Чукичев</i>	<b>156</b>
Ультрафиолетовый излучатель на гетероструктуре AlGaIn с электронной накачкой	<i>П.И.Кузнецов, М.В.Зверков, И.Д.Родионов, А.Ф.Осипов, Д.В.Ильевский</i>	<b>158</b>
Исследование влияния воздействия радиации на оптические и электрические характеристики кристаллов A <sup>III</sup> B <sup>V</sup>	<i>В.С.Абрамов, И.В.Рыжиков, В.П.Сушков, А.Н.Туркин, А.В.Шишов, В.Н.Щербаков, Ф.И.Маняхин</i>	<b>160</b>
Получение методом МОС-гидридной эпитаксии квантовых ям и исследование их фотолюминесцентных характеристик	<i>А.В.Неуважаев, Е.Н.Соснин, А.Ф.Иванов, А.А.Мармалюк</i>	<b>160</b>
Аварийно-спасательные полупроводниковые лампы	<i>Н.Н.Бакин, А.А.Вилисов, Т.И.Коханенко, Л.А.Тябаева</i>	<b>161</b>

Светодиодные излучатели в системе InGaN для корреляционных газоанализаторов окислов азота	<i>С.А.Колесников, Е.С.Колесникова, Л.М.Коган, Ю.В.Писаревский</i>	<b>163</b>
Перспективы использования светодиодов в осветительных устройствах микроскопов	<i>М.А.Волкова, Л.М.Коган, С.Н.Натаровский, Б.П.Папченко</i>	<b>165</b>
Шестикомпонентные твердые растворы $In_xGa_yAl_{1-x-y}N_uAs_vP_{1-u-v}$ для источников белого света	<i>В.Г.Вербицкий, С.В.Осинский, А.В.Сариков</i>	<b>167</b>
Эффективность вывода излучения в AlGaInN светодиодных кристаллах, предназначенных для «flip-chip» монтажа	<i>В.А.Забелин, Д.А.Закгейм, С.А.Гуревич</i>	<b>169</b>

#### **ЭНЕРГОСБЕРЕГАЮЩЕЕ ОСВЕЩЕНИЕ НА ОСНОВЕ СВЕТОДИОДНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ**

Энергосберегающее освещение на основе светодиодных технологий	<i>Е.В. Долин</i>	<b>171</b>
Осветительные приборы на основе светодиодных матриц	<i>В.С.Абрамов, П.П.Аникин, А.А.Иванов, М.В.Рыжков, А.Н.Туркин, А.В.Шишов, Н.В.Щербаков, В.Н.Щербаков, Н.П.Социн, В.П.Сушков</i>	<b>171</b>
Тепловые свойства мощных AlInGaN и AlGaInP дискретных светодиодов и матриц	<i>В.С.Абрамов, В.П.Сушков, А.Н.Туркин, А.В.Шишов, Н.В.Щербаков</i>	<b>171</b>
Светогигиенические требования к спектральному распределению излучения светодиодных источников освещения	<i>П.П.Зак, Н.Н.Трофимова, М.А.Островский</i>	<b>172</b>
Современное состояние фоторадиометрии светодиодов	<i>Л.С.Ловинский</i>	<b>173</b>
Распределение освещенности от множества светодиодов	<i>Э.М.Гутцайт, А.М.Сидоров</i>	<b>175</b>
Микропроцессорное управление диодными источниками белого света	<i>В.И.Осинский, А.И.Радкевич, А.Н.Рубанчук, А.Г.Шеревеня</i>	<b>177</b>
Полупроводниковые навигационные лампы	<i>А.П.Абрамовский, Н.Н.Бакин, А.А.Вилисов, Т.И.Коханенко, Л.А.Тябаева</i>	<b>179</b>
Расчет цветовых координат и индекса цветопередачи белых светодиодов	<i>Ф.А.Лукьянов, В.В.Татулин</i>	<b>181</b>

# ТОЛСТЫЕ СЛОИ p-GaN, ВЫРАЩЕННЫЕ ХЛОРИД-ГИДРИДНОЙ ГАЗОФАЗНОЙ ЭПИТАКСИЕЙ НА САПФИРОВЫХ ПОДЛОЖКАХ

*О.В. Коваленков, А.С. Усиков<sup>1\*</sup>, В.А. Иванцов, В.А. Дмитриев*

Technologies and Devices International,

12214 Plum Orchard Dr., Silver Spring, MD 20904, U.S.A.

\* usikov@tdii.com

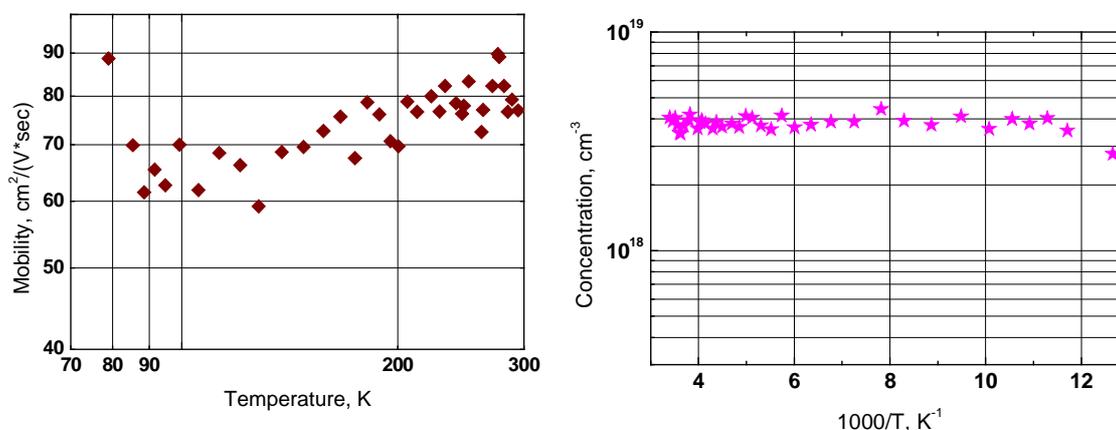
*Н.М. Шмидт, Д.С. Полоскин, В.Н. Петров, В.В. Ратников*

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
Политехническая ул., д.26, 194021 С.-Петербург. Россия

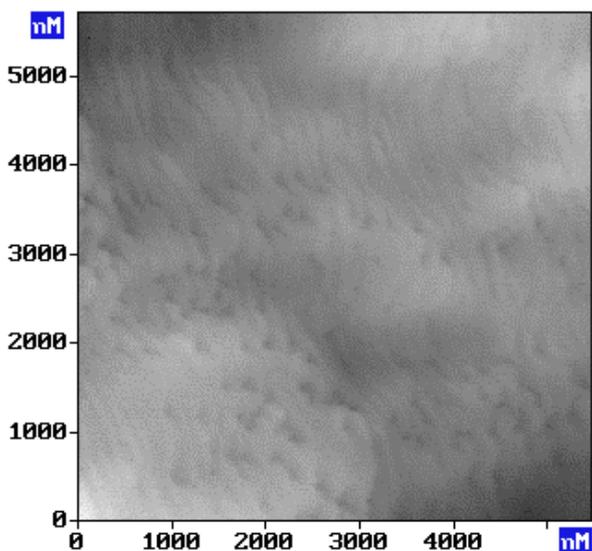
Хорошо известно, что слои GaN *p*-типа проводимости, как правило, имеют низкие значения подвижности дырок, и до недавнего времени значения  $10\text{-}20\text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$  при комнатной температуре считались максимальными для эпитаксиальных слоев, выращенных любым из известных способов. В данной работе сообщается о получении слоев GaN *p*-типа проводимости методом хлорид-гидридной газофазной эпитаксии (ХГФЭ) с подвижностью до  $80\text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$  при концентрации дырок  $(1\text{-}3)\times 10^{18}\text{ см}^{-3}$  при комнатной температуре и приводятся результаты сравнительных исследований транспорта дырок и структурных особенностей эпитаксиальных слоев *p*-типа проводимости.

Эпитаксиальные слои GaN *p*-типа, легированные магнием, были выращены на сапфировых подложках при температуре  $1000\text{-}1100\text{ }^\circ\text{C}$  в атмосфере аргона. Исходными компонентами служили аммиак и галлий, над которым во время роста пропускался хлористый водород. Слои после процесса были толщиной  $3\text{-}5\text{ мкм}$  и уже имели *p*-тип проводимости по *C-V* измерениям. Отжиг в атмосфере аргона при температуре  $750\text{ }^\circ\text{C}$  приводил к  $1,5\text{-}3,5$  кратному увеличению концентрации  $N_a\text{-}N_d$ .

На рис. 1 приведена температурная зависимость эффекта Холла для образца с рекордными величинами подвижности дырок. Изображение морфологии поверхности такого образца в атомарно-силовом микроскопе (АСМ) показано на рис. 2. Степень упорядоченности мозаичной структуры в выращенных образцах (степень нарушения локальной симметрии) была исследована методом мультифрактального анализа, разработанного ранее для полупроводниковых нитридов [1]. Результаты сравнительных исследований двух образцов, полученных до (образец А) и после (образец В) оптимизации начальной стадии роста и процесса



**Рисунок 1.** Температурная зависимость подвижности дырок (а) и их концентрации (б) для слоя GaN *p*-типа толщиной 3 мкм.



**Рисунок 2.** АСМ вид поверхности образца **В**. Заметна периодическая структура поверхности.

легирования и имевших одинаковую концентрацию  $N_a-N_d$  по вольт-емкостным измерениям на ртутном зонде, приведены в таблице

Таблица

образец	$N_a-N_d$ см <sup>-3</sup>	Плотность дислокаций, см <sup>-2</sup>		Шероховатость, нм в поле		Степень нарушения локальной симметрии	Подвижн., см <sup>2</sup> В <sup>-1</sup> с <sup>-1</sup>
		верт.винт.	верт.краев	8×8 мкм	0.8×0.8 мкм		
<b>A</b>	$2 \cdot 10^{18}$	$5.5 \cdot 10^8$	$8.9 \cdot 10^9$	12	2	0.350	10-20
<b>B</b>	$2 \cdot 10^{18}$	$2.8 \cdot 10^8$	$1.9 \cdot 10^9$	3	0.5	0.335	70-80

Для слоев с высокой подвижностью дырок характерным является как уменьшение плотности вертикальных винтовых дислокаций, так и более значительное уменьшение плотности вертикальных краевых дислокаций и шероховатости поверхности, а также уменьшение нарушения локальной симметрии мозаичной структуры, что свидетельствует о более высокой степени ее структурной упорядоченности. Разная степень структурной упорядоченности была хорошо видна (даже без количественных оценок) из сравнения АСМ изображений поверхностей образцов А и В, имеющих разную степень нарушения локальной симметрии. Полученные результаты хорошо согласуются с ранее выявленными закономерностями для эпитаксиальных GaN слоев *n*-типа проводимости [2].

Таким образом, методом ХГФЭ впервые получены толстые слои GaN *p*-типа с удельной проводимостью до  $50 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ , что открывает возможность изготовления нового вида темплат для нитридной технологии. Характер релаксации системы протяженных дефектов определяет транспортные свойства эпитаксиальных слоев GaN *p*-типа проводимости, а морфологии поверхности, в свою очередь, несет достаточно полную информацию о самой релаксации. Контроль морфологии поверхности может быть использован для оптимизации транспортных свойств эпитаксиальных слоев.

Литература

1. N.M.Shmidt, A.G.Kolmakov, A.S.Kryzhanovsky, V.V.Ratnikov, A.N.Titkov, *Inst. Phys. Conf. Ser.* **169** (2001) 303-306.
2. N.M.Shmidt, V.V.Emtsev, A.G.Kolmakov, A.D.Kryzhanovsky, W.V.Lundin, D.S.Poloskin, V.V.Ratnikov, A.N.Titkov, A.S.Usikov, E.E.Zavarin, *Nanotechnology*, **12**, (2001) 471-474

## МАССИВНЫЕ FREE-STANDING СЛОИ GaN, ВЫРАЩЕННЫЕ НА ОКСИДИРОВАННОМ КРЕМНИИ МЕТОДОМ HVPE

*Ю.В. Жиляев, М.Е. Компан, М.П. Щеглов, Ш.А. Юсупова*

Физико-технический институт им.А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург,  
ул. Политехническая, 26; e-mail: [Zhilyaev@jyuv.ioffe.rssi.ru](mailto:Zhilyaev@jyuv.ioffe.rssi.ru); [yushaira@hotmail.com](mailto:yushaira@hotmail.com)

*С.Д. Раевский*

Государственный университет Молдовы, МД-2009, Кишинэу, А. Матеевич, 60

*Д.З. Грабко, Д.С. Леу*

Академия наук Молдовы, МД-2001, Кишинэу, Штефан чел Маре, 1

В настоящее время приборные структуры GaN получают на гетероподложках. Несоответствия по параметрам кристаллических решеток, коэффициентам термического расширения и по другим параметрам между слоем GaN и подложкой генерируют механические напряжения в структурах, отрицательно влияющие на эффективность, долговечность и надежность приборов. Механические напряжения в структурах устраняются, если используются гомоподложки. Поэтому получение слоев GaN необходимых площадей и толщин, пригодных для использования в качестве подложек, является актуальной проблемой современной электроники. Методы молекулярно-лучевой эпитаксии, химических транспортных реакций из паровой фазы металлоорганических соединений или магнетронного распыления позволяют получать слои необходимых площадей, однако, они малоэффективны для получения толстых слоев из-за низких скоростей роста. Выращивание кристаллов GaN непосредственно из галлия и азота трудноосуществимо ввиду необходимости высоких температур и давлений. Метод хлорид-гидридной фазовой эпитаксии (HVPE) является наиболее эффективным из известных, т.к. позволяет одновременно получать слои необходимых площадей и толщин (скорость роста может быть доведена до 100 мкм/час). Однако, статическое расположение подложек по отношению к газовому потоку не позволяет выращивать слои постоянной толщины необходимых площадей.

Целью работы является получение однородных по толщине массивных слоев GaN диаметром ~50 мм. Для этого потоки реагентов подавались в зону роста в различных сочетаниях и из форсунок различной конфигурации по отношению к плоскости роста вращающейся подложки. Вращение осуществлялось потоком водорода. В качестве подложек использовали оксидированный кремний, а также сапфир. Рост осуществляли в горизонтальном кварцевом реакторе при давлении, близком к атмосферному. В качестве реагентов использовали водород, аммиак, галлий металлический, хлористый водород. Рост осуществляли в два этапа. На первом этапе выращивали буферный слой при 800 К, на втором - слой GaN в диапазоне 1200–1300 К. На всех этапах роста Ga-источник находился при 1120 К. Соотношение потоков  $H_2/NH_3$  было 2:1. Расход аммиака составлял 1 smlpm, а хлористого водорода над галлием варьировали в пределах 20–50 smlpm. Структуру слоев исследовали методом рентгеновской двухкристальной дифрактометрии, а электрические свойства – методом Ван-дер-Пау. Люминесценцию слоев исследовали возбуждением импульсным азотным лазером на длине волны 337 nm, а механические свойства слоев изучали методом Виккерса. Изучены зависимости скорости роста слоев GaN от диаметра при подаче потоков аммиака и хлоридов галлия параллельно, перпендикулярно, а также в других сочетаниях по отношению к плоскости подложки. В зависимости от конфигурации подачи реагентов по отношению к плоскости подложки отклонение толщин слоев от среднего значения находилось в пределах  $10 \pm 5\%$ . Установлено, что наиболее эффективное использование хлоридов галлия происходит при их подаче перпендикулярно подложке. В таких

конфигурациях скорость роста слоев GaN почти в 2 раза больше. Установлено, что вращение подложки с угловой скоростью порядка 100 об/мин не оказывает отрицательного влияния на кристалличность слоев. Так, на сапфировой подложке диаметром 2 дюйма, вращаемой со скоростью 120 об/мин, выращен слой с  $W_0 = 10 \pm 1 \text{ arcmin}$  и разбросом толщины по диаметру  $\sim 5\%$ . Малые угловые скорости, однако, не желательны, т.к. из-за разбалансировки ось подложки несколько прецессирует по отношению к газовому потоку, что приводит к ухудшению однородности слоев. При вращении подложки потоком газа ее края не зарастают нитридом галлия на  $\sim 1 \text{ мм}$ , что позволяет исключить вредное влияние краев подложки на выращенный слой. На подложках оксидированного кремния диаметром 2 дюйма в течение  $\sim 10$  часов получены слои толщиной  $\sim 1 \text{ мм}$ . Установлено, что увеличение продолжительности роста способствует улучшению кристаллических свойств слоев. Если толщины слоев GaN превышают  $\sim 300 \text{ мкм}$ , то структура подложка-слой при охлаждении разрушается. Если толщина меньше, то структура сохраняется цельной. Удалив подложку кремния травлением, получаем свободноотделенный слой GaN (FS-GaN). Со стороны буфера поверхность слоя зеркально-гладкая, воспроизводит рельеф исходной подложки. FS-слои хрупкие, содержат трещины, другие дефекты и легко разрушаются. Тем не менее, их можно использовать в качестве затравочных при последующем гомоэпитаксиальном росте. Таким способом выращены двухдюймовые слои толщиной  $\sim 1.6 \text{ мм}$ . Шлифовкой-полировкой получены зеркально-гладкие подложки толщиной  $\sim 1 \text{ мм}$ . Они полупрозрачные, коричневого цвета, характерного для сильно легированного GaN. При последующем зарастивании дефекты частично залечиваются, хрупкость исчезает, подложки приобретают механические свойства, характерные для нитрида галлия. Минимально достигнутые толщины цельных FS-слоев GaN, выращенных на оксидированном кремнии, порядка 30 мкм. Менее тонкие слои трудно получать из-за их разрушения в процессе стравливания кремниевой подложки. FS-слои GaN обладают n-типа проводимостью с концентрацией носителей  $\sim 8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  и подвижностью  $\sim 1 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ . После 4-х часового отжига в аммиаке при температуре роста подвижность носителей увеличивается до  $20 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ , а концентрация несколько уменьшается, до  $7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Подвижность носителей в подложке составляет  $50 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ . Механическую прочность и пластичность исследовали при нагрузках на индентор в пределах 0.25–1 Н. Микротвердость буферной стороны FS-слоя  $\sim 12 \text{ ГПа}$ , а лицевой  $\sim 14 \text{ ГПа}$ . В этих пределах находится и микротвердость полированной подложки. При всех использованных нагрузках формировались четкие отпечатки твердости, что демонстрирует высокую пластичность исследованных кристаллов. Изучены спектры фотолюминесценции полированной подложки и FS-слоев с фронтальной и буферной сторон. Фронтальная сторона FS-слоя и подложки характеризуется интенсивной фотолюминесценцией вблизи энергий краевой полосы (3.46 ÷ 3.48 эВ при 80 К). Интенсивность буферной поверхности FS-слоя мала и несколько увеличивается после высокотемпературного отжига в аммиаке. В спектре излучения подложки помимо основной полосы проявляются контуры еще нескольких пиков, смещенных в длинноволновую область (при 3.28; 3.2 эВ и др.).

## SUBSTRATE MATERIALS FOR III-N TECHNOLOGY

*V. Dmitriev, O. Kovalenkov, V. Soukhoveev, V. Ivantsov,  
Y. Shapovalova, A. Usikov\**

Technologies and Devices International, Inc.  
12214 Plum Orchard Dr., Silver Spring, MD 20904, U.S.A.  
\* usikov@tdii.com

Recently, significant progress in fabrication and commercialization of green, blue, and ultra-violet (UV) light emitting devices has been achieved based on group III nitride epitaxial structures. Great progress has been also made in recent years in the development of AlGaIn/GaN High Electron Mobility Transistors (HEMTs) showing considerable promise for high-power microwave and high-temperature applications.

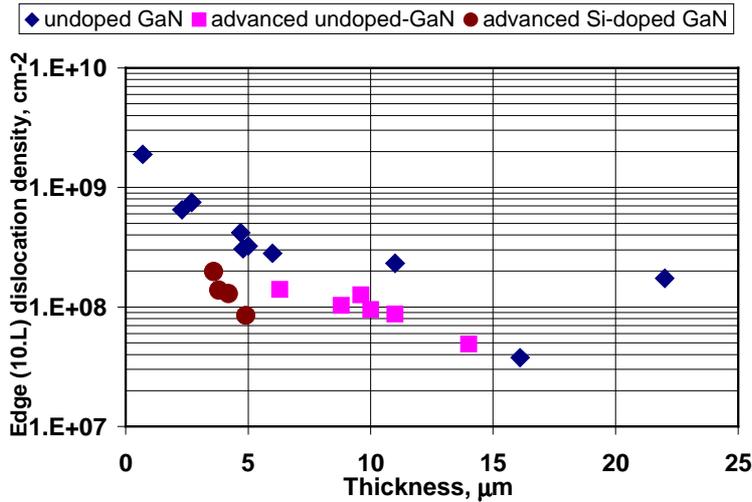
One of the major issues in the development and manufacturing of these light emitting and electronic devices is lack of affordable native substrate materials. Three types of substrate materials are currently used in III-N technology: (1) foreign substrates such as sapphire, silicon, and silicon carbide, (2) composite substrates such as GaN-based templates comprising a layer of GaN or AlGaIn deposited on a foreign substrate (sapphire, Si, SiC), and (3) bulk GaN and AlN substrates. Every type of these substrate materials has certain technical and economical advantages and disadvantages determining field of applications and potential future prospective.

In this report we analyze current status of substrate materials for GaN –based blue light emitting devices and HEMTs and present our recent results on the development of GaN, AlGaIn, and AlN substrate materials.

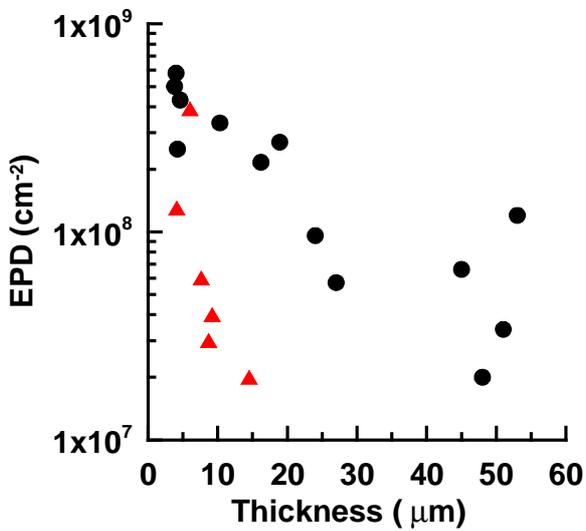
Template substrates including low defect GaN-on-sapphire templates, AlN-on-sapphire templates, AlGaIn-on-sapphire templates, AlGaIn-on-SiC templates, AlN-on-SiC templates, and AlN-on-Si templates were fabricated and characterized. All templates were produced using advanced multi-wafer hydride vapor phase epitaxy (HVPE). Templates fabricated on sapphire substrates were from 2- to 4-inch in diameter and templates fabricated using SiC substrates were 2-inch diameter. 6-inch epitaxy has been demonstrated on Si substrates. Thickness of GaN and AlN template layers ranged from 2 to 70 microns. Material characterization was performed using optical and scanning electron microscopy, atomic force microscopy (AFM), high-energy electron diffraction, transmission electron microscopy, and x-ray diffraction (XRD) employing both  $\omega$ - and  $\omega$ - $2\theta$  scanning geometries. X-ray diffraction measurements performed for both symmetric and asymmetric reflections make it possible to quantify screw and edge type dislocations and estimate their densities.

Low defect GaN-on-sapphire templates were designed and fabricated as substrates for high brightness blue and UV GaN-based LEDs. Surface roughness of GaN layers was less than 0.3 nm as measured by AFM for 10  $\mu\text{m}$  x 10  $\mu\text{m}$  scan. Background carrier concentration for undoped GaN layers was less than  $10^{16}$   $\text{cm}^{-3}$ . Si-doping and Mg-doping were developed to produce GaN and AlGaIn materials with n-type and p-type conductivity, respectively. The full width at a half maximum (FWHM) of x-ray  $\omega$ -scan rocking curve for the (002) peak less than 200 arc sec (undoped GaN) and <300 arc sec (Si-doped GaN). Threading dislocation density estimated by XRD measurements was as low as  $(3-8) \times 10^7$   $\text{cm}^{-2}$  for 10-15  $\mu\text{m}$  thick GaN template layers (Fig.1, 2). Parameters of blue and UV LEDs fabricated on GaN-on-sapphire templates by both MOCVD and HVPE technologies will be discussed (Fig. 3). Parameters of AlGaIn templates as optically transparent substrates for UV light emitters will be presented.

We will also report on a novel stress-control HVPE technology, which allowed us to grow thick crack-free (>20  $\mu\text{m}$ ) AlN layers on SiC and sapphire substrates. Prospects of such templates as substrates for fabrication of high power UV light emitters and HEMTs will be described.

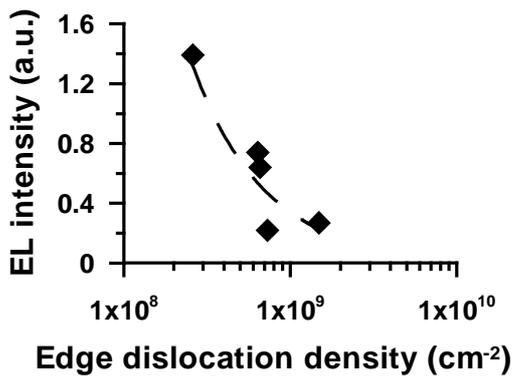


**Figure 1.** Edge dislocation density estimated using XRD data for GaN layers with various thicknesses.



**Figure 2.** Etch pits density (EPD) in relation with the thickness of GaN layers grown on sapphire substrates.

- - ordinary growth process;
- ▲ – advanced growth process.



**Figure 3.** EL intensity vs. edge dislocation density estimated using XRD data for violet LEDs ( $\lambda_{\text{max}} = 420 \text{ nm}$ ) grown by HVPE [Usikov et al., Phys Stat.Sol. (c), 2265 (2003)]. EL intensity was measured on epitaxial wafer utilizing Au contacts pads at 20 mA. Forward voltage was  $\sim 5.6\text{-}6.7 \text{ V}$ .

# ОСОБЕННОСТИ СИНТЕЗА ИЗ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ И СТРУКТУРА ТОНКИХ ПЛЕНОК НИТРИДА АЛЮМИНИЯ НА КРЕМНИЕВЫХ ПОДЛОЖКАХ

*Самарин Р.Г., Черных К.Ю., Спицын Б.В.*  
ИФХ РАН, г. Москва, Россия

*Горбенко О.Ю., Манчуковский А.В.*  
МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия

Нитриды галлия, индия и алюминия и их твердые растворы в последние годы вызывают все возрастающий интерес исследователей и производителей полупроводниковых приборов. Тонкие плёнки нитрида алюминия применяются как непосредственно в приборных структурах, так и в качестве буферных слоёв для эпитаксии нитрида галлия. Технология получения III-нитридов основывается преимущественно на двух методах осаждения гетероэпитаксиальных пленок –MOCVD и MBE. Совершенствование альтернативных методов осаждения нитридных пленок из газовой фазы, таких как хлорид-гидридный, могло бы заметно снизить стоимость получаемых структур. Также следует отметить относительно малое число работ по кристаллизации III-нитридов на кремнии, применение которого в качестве подложки может открыть значительные перспективы по внедрению приборов на III-нитридах в современную электронику.

Данная работа посвящена синтезу тонких плёнок AlN на Si-подложках из газовой фазы и изучению свойств полученных плёнок.

В [1,2] в качестве подложки был использован алмаз. При различии в параметрах решётки в +22,7% были получены гетероэпитаксиальные слои AlN толщиной до 400 нм, несмотря на то, что кристаллическая решётка у плёнки была сжата. Это позволяет надеяться, что на Si(111) с параметром решётки большим, чем у AlN на 19,6% также будет получена гетероэпитаксия.

Эксперименты проводились при давлении 1 атм в реакторе с горячей стенкой (РГС) проточного типа [3]. В качестве прекурсора использовался тетраалюминат аммония  $\text{NH}_4\text{AlCl}_4$ . Это соединение сочетает в себе источник Al, N и травящий агент HCl. В качестве газа носителя в работе использовали аргон (сорт высший, ТУ 6-21-12-94) и аммиак (особой чистоты, ТУ 113-17-27-521-90).

РГС имел две зоны: низкотемпературная служила для нагрева лодочки с исходными веществами, а высокотемпературная – для нагрева Si подложек.

Таблица 1. Основные параметры синтеза.

Параметр	Величина
Т подложки, К	1000÷1450
Т испарителя прекурсора, К	550÷700
Масса навески прекурсора, г	0,5÷5
Скорость газа носителя, л/мин	Ar 2÷4; NH <sub>3</sub> 0.3÷1
Длительность эксперимента, мин	5÷15
Давление в реакторе, атм	1

Перед проведением экспериментов был проведён с использованием результатов, полученных в [4], термодинамический расчёт образования AlN из газовой фазы, а также его взаимодействия с наиболее вероятными примесями.

Используя известное выражение  $K_p = \exp(-\Delta G_T^0/RT)$ , связывающее величину  $\Delta G_T^0$  с константой равновесия ( $K_p$ ), мы рассчитали значения  $K_p$ , а затем – равновесный состав газовой фазы и термодинамический выход нитрида алюминия  $\eta_{\text{AlN}} = (N/N_0) \cdot 100\%$  (где N – число молей AlN, образовавшихся в равновесии и  $N_0$  – число молей исходного  $\text{AlHal}_3$ ) в зависимости от температуры и исходного парциального давления  $\text{NH}_4\text{AlHal}_4$ . Также была

рассчитана константа  $\Delta G_T^0$  взаимодействия AlN с наиболее вероятными примесями в реакторе.

Скорость наращивания AlN в зависимости от температуры Si подложек с использованием различных газов носителей представлена на рис.1а,1б. Зависимость скорости роста в NH<sub>3</sub> отличается от зависимости скорости роста AlN в аргоне количественно, а при T >1173K и качественно. Это хорошо согласуется с данными Добрынина [4] и может быть объяснено преимущественным с ростом температуры образованием гомогенного AlN при избытке NH<sub>3</sub>.

Рентгенофазовый анализ обнаруживает в пленках только одну кристаллическую фазу – гексагональный AlN. В зависимости от условий нанесения ориентация пленок изменялась от слабо выраженной двухкомпонентной аксиальной текстуры (предпочтительные ориентации (001) и (110)) до чистой аксиальной текстуры (001). В последнем случае ширина кривой качания на половине высоты была порядка 10 град., но предпочтительная ориентация в плоскости пленки не наблюдалась. Одновременно с усилением текстуры происходило увеличение размера ОКР, рассчитанного по методу Дебая-Шеррера от 230 Å до 400 Å (внутренний стандарт – подложка). Типичные значения параметров решетки AlN (a= 3.128(6)Å, c= 4.994(19) Å) в пленках несколько превышают известные для стандарта объемной фазы, что может отвечать легированию примесями.

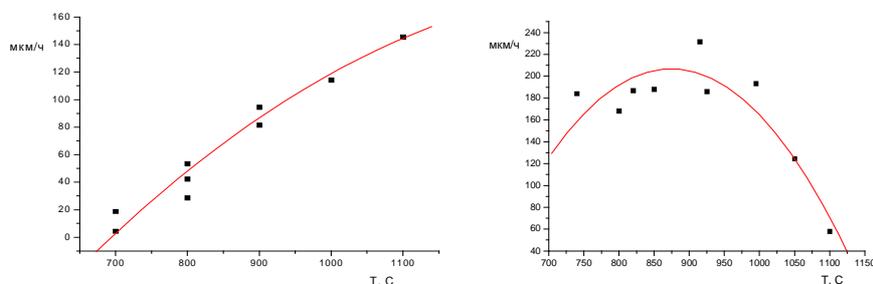


Рис. 1. Скорость роста пленки нитрида алюминия по суммарной реакции с использованием газа-носителя а–Ar, б–NH<sub>3</sub>

### Выводы.

Рассчитана термодинамика возможных реакций в процессе газофазного синтеза и показана возможность образования с большим термодинамическим выходом AlN в широком интервале температур и парциальных давлений NH<sub>4</sub>AlCl<sub>4</sub>.

Получены поликристаллические текстурированные вдоль оси (001) гладкие бесцветные плёнки AlN на Si (111) толщиной до 20 мкм.

Изучена температурная зависимость скорости роста плёнок AlN в протоке аргона и NH<sub>3</sub>.

- [1] A.P. Zakharov et al, AlN films grown on diamond and silicon carbide// Diamond and Related Materials, 8 (1999), 7 (июль), 1267-1271
- [2] R.K. Zalavutdinov et al, AlN heteroepitaxial and oriented films grown on (111), (110) and (100) natural diamond faces// Diamond and Related Materials, 7 (1998), 2-5 (февраль), 356-359
- [3] А.Ф.Белянин и др., CVD of AlN, GaN and their solid solutions using precursors containing all of the necessary components for the synthesis// Сб. докл. 5-го Межд. Симп. “Алмазные пленки и пленки родственных материалов”, 22-27.04.2002. Под ред. В.И.Лапшина, Изд. “Контраст” Харьков, Украина, СС 248-252
- [4] Добрынин А.В., Дисс. ... д.т.н. // МИЭТ, 2001 г. /рукопись/

# МАГНИТНО-АБРАЗИВНАЯ ОБРАБОТКА ПОДЛОЖЕК, ПРЕДНАЗНАЧЕННЫХ ДЛЯ ВЫРАЩИВАНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР, И БЕСКОНТАКТНЫЙ МЕТОД КОНТРОЛЯ КАЧЕСТВА ОБРАБОТКИ ПОВЕРХНОСТИ

*А.Г.Железняк, В.Г.Сидоров, А.В.Штурбин*

С-Петербургский Государственный Политехнический университет  
Политехническая, 29, С-Петербург, 195251, Россия  
[sidorov@rphf.spbstu.ru](mailto:sidorov@rphf.spbstu.ru)

*Н.М.Шмидт*

Физико-Технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН  
Политехническая, 26, С-Петербург, 195021, Россия

Цель работы: удешевление стоимости производства полупроводниковых приборов, в первую очередь светодиодов на базе GaN, за счет совершенствования технологии подготовки подложек.

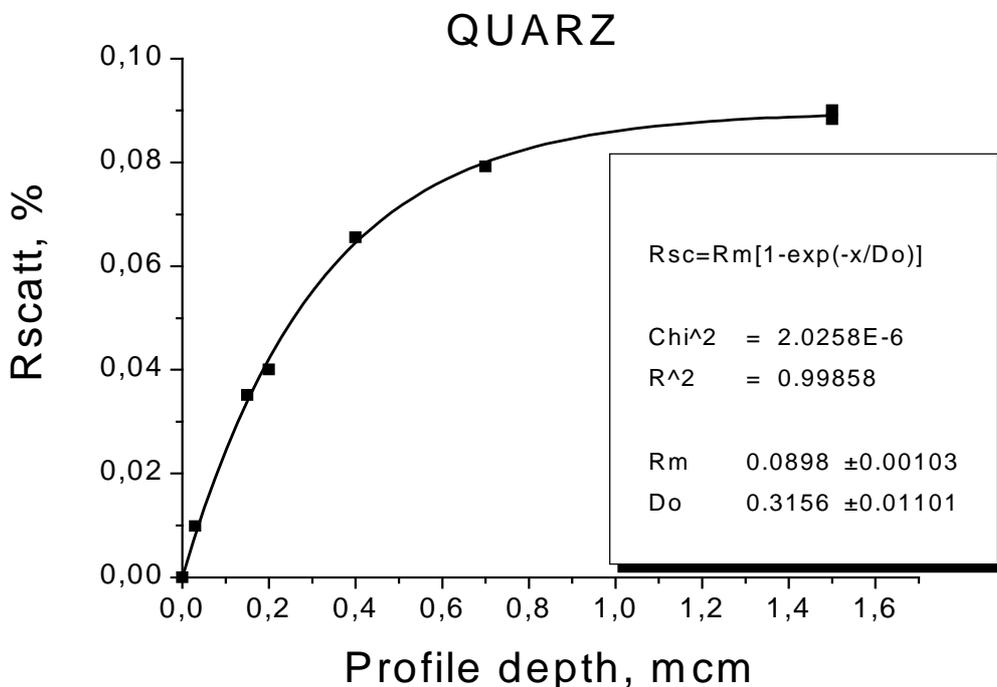
По оценкам специалистов стоимость подложки может составлять до половины стоимости готового прибора, а до 80% стоимости подложки составляет стоимость ее шлифовки и полировки. Таким образом, удешевление стоимости подложек может снизить стоимость самих приборов на десятки процентов.

Метод магнитно-абразивной обработки представляет собой обработку свободным (несвязанным) абразивом с магнитными свойствами, удерживаемым и/или приводимым в движение в зазоре между деталью и инструментом с помощью внешнего магнитного поля. В отличие от работы [1], где в качестве модельного материала был взят оптический кварц марки КУ, в настоящей работе опыты проводились на сапфире. Образцы блоком или по отдельности крепились (клеились) на планшайбе, и в зазор между ней и полировальником подавались магнитно-абразивные шлифующие или полирующая среды (суспензия, паста, гель). Среда содержали абразивные и магнитные порошки различного гранулометрического состава в зависимости от стадии обработки. Внешнее магнитное поле позволяло регулировать процесс обработки в широких пределах за счет изменения свойств магнитно-абразивной среды. Контроль качества обработки проводился: а) по методике, основанной на регистрации и компьютерной обработке данных по рассеянию света на неровностях поверхности образцов (разработка А.В.Штурбина); б) с помощью профилометра и атомно-силового микроскопа.

В результате проведенных экспериментов продемонстрирована возможность увеличения производительности обработки сапфира в 2-3 раза и сокращение количества переходов с порошка на порошок путем применения магнитно-абразивного метода обработки по технологической схеме, составляющей «ноу-хау» авторов работы. Обработка кварца и обработка сапфира обладают своими особенностями, связанными с соотношением твердостей магнитного порошка и детали. На данный момент качество обработки поверхности образцов достигает требуемой в оптической промышленности шероховатости 20-50 нм. Для достижения более высокого качества поверхности требуется проведение экспериментов с различными магнитными и абразивными порошками и совершенствование технологии обработки с переходом к химико-механической полировке.

Сравнение по амплитуде шероховатости поверхности данных профилометра с данными оптического метода контроля показало наличие отчетливой корреляции между ними. На рисунке: по горизонтали – показания профилометра, по вертикали – доля рассеянного света в отраженном, кривая – аппроксимация зависимости экспонентой, степень корреляции 99,8%. Мы оцениваем разрешающую способность нашего метода контроля по амплитуде шероховатости поверхности как 1–2 нм. Полученный результат свидетельствует о

возможности создания компьютеризованного специализированного устройства сплошного технологического контроля пластин в процессе производства на базе оптического метода. В случае промышленного применения бесконтактного оптического метода контроля шероховатости поверхности наибольший эффект достигается при двухсторонней полировке пластин.



По мере совершенствования метода обработки и снижения шероховатости поверхности образцов будет совершенствоваться и бесконтактный метод контроля. Можно предполагать, что названный метод сможет вытеснить профилографию как более оперативный, а также в тех промышленных применениях, где повреждение поверхности алмазной иглой профилометра нежелательно.

\*А.Г.Железняк, В.Г.Сидоров. Магнитно-абразивная обработка подложек, предназначенных для выращивания эпитаксиальных полупроводниковых структур. Материалы Пятой всероссийской молодежной конференции по физике полупроводников и полупроводниковой опто- и наноэлектронике. С.-Петербург, 2003 г., с.115.

## ХИМИЧЕСКАЯ НИТРИДИЗАЦИЯ ПОВЕРХНОСТЕЙ ПОДЛОЖЕК (100)GaAs В ГИДРАЗИН-СУЛЬФИДНЫХ ВОДНЫХ РАСТВОРАХ

*В.Л. Берковиц,\* Т.В. Львова, В.П. Улин*

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе, ул. Политехническая 26, 194021 Санкт-Петербург, Россия; \* e-mail: [vladimir.berkovits@mail.ioffe.ru](mailto:vladimir.berkovits@mail.ioffe.ru)

Кристаллическое совершенство слоев нитридов  $A^3N$  кубической модификации, выращиваемых на поверхностях подложек  $A^3B^5$ , решающим образом зависит от структуры переходного слоя, формирующегося на начальной стадии гетероэпитаксиального роста в результате спонтанной нитридации подложки. Оптимально такой слой должен представлять собой сплошную кристаллическую пленку нитрида  $A^3N$ , когерентно связанную с кристаллом - подложкой. При этом, вследствие большой разницы постоянных решеток компонентов гетеропар, нитридные пленки способны сохранять механическую устойчивость только при толщине, не превышающей 2 монослоя.

Процессы нитридации поверхности (100) GaAs исследовались в течение длительного времени (см [1] и ссылки там). Тем не менее, общепринятые методы нитридации, в которых используется плазменно-активированный азот или продукты высокотемпературного термического крекинга азотосодержащих соединений ( $NH_3$ ,  $N_2H_4$  и др.), вызывают нарушения кристаллической структуры поверхности подложки на глубину десяти и более атомных слоев (вплоть до полной аморфизации приповерхностной области). Это приводит к тому, что эпитаксиальные слои нитридов, формируемые на поверхности таких подложек, неизбежно приобретают высокую плотность дислокаций, дефектов упаковки и микротрещин [1].

Мы показываем, что сплошную мономолекулярную пленку нитрида галлия, когерентно связанную с невозмущенной поверхностью (100)GaAs, можно создать за счет диссоциативной хемосорбции молекул гидразина ( $N_2H_4$ ) из водного раствора, содержащего небольшие (порядка 0.01M) добавки сульфидов. Как показывают оценки [2], при контакте окисленной поверхности GaAs с таким раствором на ней последовательно происходит: а) удаление слоя естественного окисла, б) селективная адсорбция анионов  $SH^-$  на атомы мышьяка и их последующее удаление с поверхности в форме растворимой тиомышьяковистой кислоты, в) формирование когерентной нитридной пленки в результате диссоциативной адсорбции молекул гидразина на атомы галлия. Последний процесс должен носить самоограничивающий характер и заканчиваться после формирования сплошного монослоя нитрида.

Развитые представления подтверждаются результатами исследований нитридованных поверхностей GaAs методами рентгеновской фотоэмиссии [3]. На рисунке 1 показаны спектры электронной фотоэмиссии исходной (окисленной) поверхности (100)GaAs, а также полученные после ее обработки в гидразин-сульфидном растворе и последующего отжига в вакууме. Видно, что после обработки поверхности спектр As 3d состоит из одной линии, характерной для объема GaAs, а спектр Ga 3d кроме объемной включает и интенсивную поверхностную компоненту Ga-N. Связанный с атомами поверхности кристалла кислород отсутствует. Этот результат ясно указывает на формирование на поверхности кристаллической пленки нитрида галлия. Мы установили, что нитридованные поверхности GaAs оказываются весьма устойчивы к окислению и не обнаруживают связанного с кристаллом кислорода даже после хранения на воздухе в течение 1-2 месяцев. Этот факт свидетельствует о сплошности нитридного слоя и его химической стабильности.

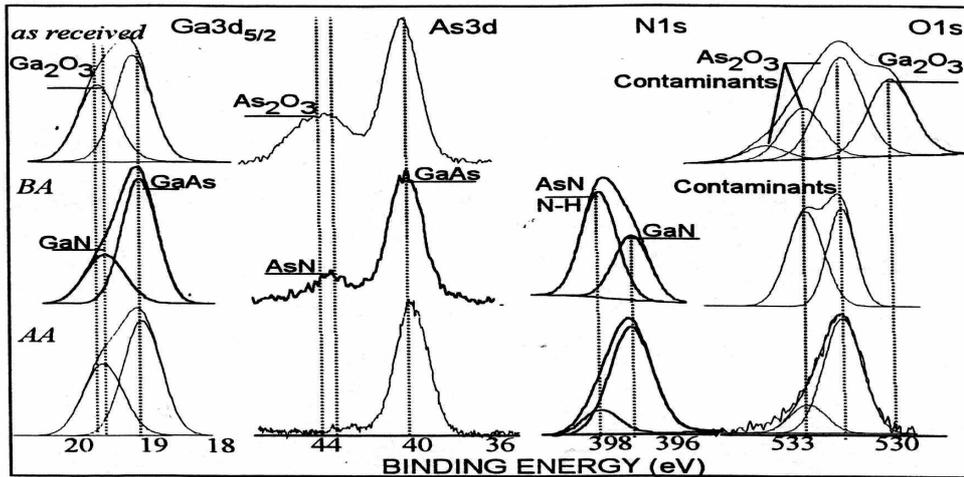


Рис. 1 Спектры фотоэмиссии оболочек Ga 3d, As 3d, N 1s, O 1s, полученные от исходной поверхности (100)GaAs (вверху) после ее обработки в гидразин сульфидном растворе и последующего отжига (средний и нижний спектры)

При отжиге в вакууме уже при низких ( $\sim 200^{\circ}\text{C}$ ) температурах на нитридных образцах GaAs наблюдается появление четкой картины дифракции быстрых электронов (1x1), которая сохраняется вплоть до температур отжига  $\sim 700^{\circ}\text{C}$ . Такие наблюдения указывают на высокую температурную стабильность нитридной пленки. Кроме того, нитридные образцы GaAs демонстрируют существенное увеличение интенсивности краевой фотолюминесценции, что свидетельствует об уменьшении плотности электрически активных дефектов на поверхности.

Обнаруженные уникальные свойства нитридных поверхностей GaAs позволяют использовать их как в качестве *epi-ready* подложек для выращивания различных гетероэпитаксиальных структур, так и для изготовления приборов с поверхностно – барьерными контактами.

Работа поддержана граном РФФИ, проект 04-02-17634

[1] M. Losurdo, P. Capezzuto, G. Bruno, E.A. Irene Phys. Rev. B, 1998, v.58, p.15878

[2] V.L. Berkovits, T.V. L'vova, V.P. Ulin, Vacuum, 2000, v.57, p.201

[2] V.L. Berkovits, V.P. Ulin, M. Losurdo, P. Capezzuto, G. Bruno, Appl. Phys. Lett., 2002, V.80, p.3739

## ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОЛЕ ПОДЛОЖКИ И ЕЕ НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОЕ СОСТОЯНИЕ В УСЛОВИЯХ ЭПИТАКСИИ

*Миркурбанов Х.А., Сажнев С.В., Тимофеев В.Н.*

ЗАО «ЭЛЕКТРОНТОЧМАШ», 124460, Москва, Зеленоград, Панфиловский пр.,10

e-mail: [gas@eltochpribor.ru](mailto:gas@eltochpribor.ru)

*Неравномерность распределения температуры по подложке в условиях высокотемпературного нагружения (БТО, эпитаксиальное наращивание) определяет качество обработки, проявляясь в пластической деформации. Формирование зон пластической деформации зависит от распределения напряжений, а следовательно, от способа нагрева и укладки подложек.*

Анализируются способы укладки подложек и их влияние на теплопередачу. Показано, что определяющим фактором неравномерности температуры по подложке является газовый зазор между подложкой и подложкодержателем.

Обсуждаются два возможных варианта неравномерности температурного поля – осесимметричный с максимумом температуры в центре подложки и кольцевой с максимумом на периферии подложки.

Для указанных вариантов теплового нагружения проведен расчет тангенциальных и радиальных напряжений. Пластическая деформация подложки определяется действием тангенциальных напряжений на периферии. На примере кремниевых подложек анализируется влияние анизотропии на распределение линий скольжения. Построен механизм формирования линий скольжения в кремниевых подложках с ориентацией (111) и (100). Показано, что источником дислокаций являются торцевые дефекты в виде микротрещин и граница шлифованного слоя с кристаллической структурой подложки.

## ВЫРАЩИВАНИЕ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ GaN МЕТОДОМ ГФЭ МОС

*В.В.Лундин, Е.Е.Заварин, А.В.Сахаров, А.Ф.Цацульников, Н.Н.Леденцов*

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, \*lundin.vpegroup@mail.ioffe.ru

В последние годы в технологии выращивания структур на основе GaN методом газотранспортной эпитаксии разложением металлорганических соединений (ГФЭ МОС) сложилась несколько парадоксальная ситуация. С одной стороны, высокоэффективные светодиодные структуры выращиваются этим методом в значительном количестве компаний. Такие структуры стали, по сути, стандартным коммерческим продуктом. С другой стороны, под давлением необходимости получения быстрого практического результата, предварявшие коммерческий выпуск исследования процессов роста соединений III-N, как правило, проводились поверхностно, а их результаты не сообщались. Аналогичные по тематике исследования, проводившиеся в это же время в научных центрах, носили значительно более тщательный характер, однако, их результаты во многом связаны с особенностями конкретного эпитаксиального оборудования. В настоящее время очевидна необходимость проведения более систематических исследований эпитаксиального роста III-N и обобщения полученных ранее результатов.

Ниже будут кратко рассмотрены особенности роста GaN, AlGaIn и InGaIn методом ГФЭ МОС на сапфировых подложках с точки зрения синтеза материала. Подробный анализ опыта нашей лаборатории (9 лет эксплуатации Epiquip VP-50 RP и 1.5 года AIX2000HT), сотрудничества с зарубежными партнерами (AIX2000HT и AIX200HT) и литературных источников будет сделан в докладе.

В настоящее время эпитаксиальный рост GaN методом ГФЭ МОС в принципе особых проблем не вызывает. Эпитаксиальная установка должна позволять поддерживать и быстро изменять температуру подложкодержателя в интервале 500-1100 °С, должны отсутствовать горячие поверхности на пути газовой смеси к подложке (для минимизации паразитного осаждения материала), полезны возможности проведения процесса в широком диапазоне давлений и осуществления оптического *in-situ* контроля растущего слоя. Данным требованиям удовлетворяют все современные коммерчески доступные установки, емкость реакторов которых доведена до 350-600 см<sup>2</sup> подложек.

Несмотря на сравнительно оптимизированное (применительно к росту GaN) аппаратное оформление современных установок, по-прежнему открытым остается вопрос оптимизации режимов эпитаксиального роста. Подложки GaN все еще практически недоступны, и при росте на сапфировых подложках применяются низкотемпературные зародышевые слои. В зависимости от материала зародышевого слоя и режимов процесса возможна реализация как трехмерного, на начальном этапе, роста с последующим переходом на двумерный рост, так и двумерного роста прямо от подложки. Изменением зародышевого слоя возможно также формирование нелегированных эпитаксиальных слоев GaN с различным уровнем проводимости. Кроме того, неизвестно влияние газа – носителя на процесс роста GaN. В ГФЭ МОС соединений III-V, в том числе и GaN, в качестве газа – носителя обычно используется водород. Однако, в водороде и водород-аммиачных смесях GaN химически нестабилен. Природа этой нестабильности и ее влияние на процесс роста GaN пока что изучены недостаточно подробно.

Широкозонные слои AlGaIn содержатся практически в любых эпитаксиальных структурах для электронных и оптоэлектронных приборов на основе III-N. В то время как для выращивания слоев AlGaIn с низким содержанием алюминия в лабораторных установках достаточно в режимах роста GaN просто ввести триметилалюминий (ТМА) в атмосферу реактора, увеличение содержания алюминия, особенно при росте в больших реакторах, сопряжено со значительными трудностями. Причина этих трудностей связана с паразитными

реакциями между ТМА и аммиаком, которые протекают даже при комнатной температуре, и резко ускоряются при увеличении парциального давления ТМА, что указывает на их высокий по ТМА порядок. В целом, можно выделить два режима роста AlGaIn: рост при высоком и при низком парциальном давлении ТМА. В первом случае состав AlGaIn в основном определяется химическими реакциями с участием ТМА и существенно нелинейно зависит от потока ТМА. Во втором случае эти реакции незначительны, состав растущего твердого раствора линейно изменяется с изменением потока ТМА и, кроме того, определяется переиспарением галлия из растущего слоя и паразитными реакциями, снижающими содержание активных соединений галлия в газовой фазе. Характерные особенности этих двух режимов представлены в таблице 1.

Таблица 1. Характерные особенности роста AlGaIn в зависимости от парциального давления ТМА

	Высокое парциальное давление ТМА	Низкое парциальное давление ТМА
При снижении давления в реакторе:	Содержание алюминия возрастает	Содержание алюминия не изменяется
При снижении температуры в реакторе	Содержание алюминия возрастает	Содержание алюминия уменьшается
Распределение содержания алюминия (горизонтальный реактор без вращения подложки)	Возрастает в направлении ко входу в реактор	Понижается в направлении ко входу в реактор

В отличие от роста GaN и AlGaIn, рост InGaIn, играющего роль излучающего материала в светодиодах и лазерах видимого диапазона, оптимизируется преимущественно эмпирическими методами. Детальному пониманию процессов, определяющих состав растущего слоя InGaIn, мешает ряд причин. Во-первых, для InGaIn, особенно для толстых слоев, характерна сильная фазовая сепарация и само понятие «состав» зачастую становится бессмысленным. Во-вторых, при выращивании тонких (единицы нанометров) слоев InGaIn режимы роста сильно отличаются от режимов роста толстых слоев InGaIn, имеющих ту же длину волны люминесценции. Поэтому все работы по оптимизации режимов роста необходимо проводить на структурах с тонкими слоями InGaIn, свойства которых определяются не только «составом», но и квантоворазмерными эффектами, встроенными полями, флуктуациями состава, сегрегационными эффектами и т.д., что затрудняет анализ полученных результатов. Установлено, что длина волны и эффективность люминесценции InGaIn/GaN структур зависит от температуры роста, наличия водорода в атмосфере реактора, величин потоков соединений-источников индия и галлия, переходными режимами на границе InGaIn-GaN, однако причины этих зависимостей пока что недостаточно хорошо установлены.

В результате проведенных многолетних исследований нами были созданы структуры для светодиодов (внешняя эффективность >10%), транзисторов и фотодетекторов различных типов.

## ВЫРАЩИВАНИЕ ПЛЕНОК GaN МЕТОДОМ АММИАЧНОЙ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ НА ПОДЛОЖКАХ Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(0001).

***В.В. Преображенский, М.А. Путьто***

Томский государственный университет, Томск, 634050, пр. Ленина, 36  
pvv@isp.nsc.ru; тел.: (3832) 333-286; факс: (3832) 333-502

***Б.Р. Семягин, В.Г. Мансуров, С. Н. Свиташева, О. А. Шегай, Ю. Г. Галицын,  
К.С. Журавлев, А.И. Торопов, О.П. Пчеляков***

Институт физики полупроводников СО РАН, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13

***Т. В. Шубина, М.Г. Ткачман***

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе  
Санкт-Петербург, 194021, ул. Политехническая, 26

Использование аммиака в качестве источника азота в молекулярной эпитаксии пленок на основе нитридов III группы (аммиачная МЛЭ) объединяет в себе преимущества MOCVD систем (большие скорости роста, высокое совершенство получаемых слоев) и установок МЛЭ (отсутствие "памяти" системы по компонентам III группы, низкая стоимость проведения экспериментов, возможность *in-situ* исследования процессов роста). Это делает перспективным использование аммиачной МЛЭ при изготовлении небольших партий сложных, многослойных структур на основе нитридов III группы. Влияние условий проведения процесса роста при аммиачной МЛЭ на свойства получаемых слоев GaN еще недостаточно исследовано. Уже имеющиеся экспериментальные данные не охватывают весь диапазон условий роста. Кроме того, из-за сложности точного измерения температуры роста, существует проблема переноса результатов, полученных на одной системе на другие установки. В представленной работе проведено исследование влияния условий роста – температуры роста и давления аммиака – на электрофизические и оптические свойства слоев GaN, выращенных на подложках Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(0001).

Эксперименты проводились на установке Riber-CBE 32P. Поток Ga и Al формировался обычными тигельными источниками. В качестве подложек использовались пластины сапфира (0001). Обратная неполированная сторона сапфира запылялась хромом или молибденом. Для контроля структуры поверхности *in situ* использовался метод дифракции быстрых электронов на отражение. Температура роста определялась по показаниям инфракрасного пирометра и термопары. Перед ростом проводился процесс нитридизации подложки при 900°C 10 минут в потоке аммиака 20 sccm. После этого осаждался слой зарождения AlN толщиной 20-30 нм при температуре 800-900°C в потоке аммиака 2,5 sccm и алюминия -  $1 \times 10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Это обеспечивало рост последующих слоев GaN в направлении [0001] – Ga-полярность.

После роста образцы исследовались методами рентгеновской дифракции, фотолюминесценции, спектральной эллипсометрии, проводились измерения эффекта Холла. На рис.1. приведены зависимости концентрации электронов и их подвижности в намеренно нелегированных слоях GaN от температуры роста и потока аммиака.

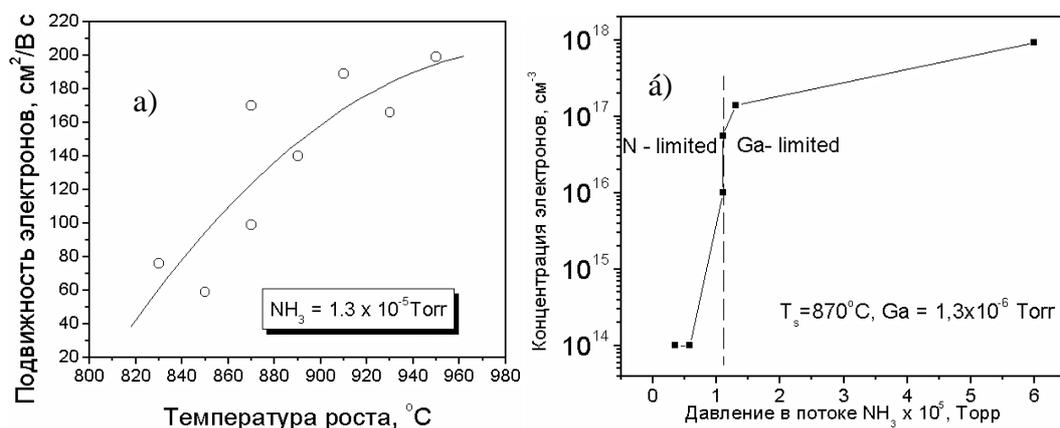


Рис. 1. Зависимость подвижности электронов при 300К в намеренно нелегированных слоях GaN от температуры роста (а). Зависимость концентрации электронов при 300К в намеренно нелегированных слоях GaN от потока аммиака (б).

Оптимизация условий роста позволила получить следующие результаты:

- ✓ Получены эпитаксиальные пленки GaN с подвижностью электронов  $410 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$  при комнатной температуре
- ✓ Показана возможность контролируемого легирования слоев GaN кремнием в диапазоне концентраций  $5 \times 10^{16} - 6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
- ✓ Найдены условия роста полуизолирующих слоев GaN с концентрацией носителей заряда менее  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$
- ✓ Выращены пленки GaN на сапфире с шириной рентгеновского пика отражения менее  $400 \text{ угл. с}$
- ✓ Получены эпитаксиальные слои GaN, для которых отношение интенсивностей линий краевой фотолюминесценции к интенсивности "желтой" – дефектной полосы превышает 800
- ✓ Выращены гетероструктуры AlGaN/GaN с двумерным электронным газом с подвижностью при 300К  $540 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ , при 77К  $2100 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$  при концентрации электронов в канале  $7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$

Выращенные гетероструктуры были успешно использованы для изготовления мощных транзисторов СВЧ диапазона.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 03-02-16362.

## О МЕХАНИЗМЕ ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНОГО ЗАРОЖДЕНИЯ GaN

А.А.Арендаренко, Е.Н. Вигдорович, Ю.Н. Свешников, Р.В. Харламов

ЗАО "Элма-Малахит", Москва, Зеленоград

e-mail: [info@emal.zelcom.ru](mailto:info@emal.zelcom.ru)

Кристаллизация из газовой фазы является основным методом получения гетероструктур на основе GaN [1-3] и поэтому представляет большой интерес исследования процессов зарождения эпитаксиальных слоев МОС-гидридным методом при формировании многослойных структур.

Условия зарождения слоев при эпитаксии определяется как физическими и кристаллографическими свойствами поверхности подложки, так и технологическими параметрами процесса. Различие физических и кристаллографических характеристик подложки и слоя определяет энергетический барьер при зарождении, а технологические условия позволяют регулировать механизм зарождения, т.е. образование двумерных или трехмерных зародышей.

На основе представлений Гиббса [4] уравнения для работы образования двумерного и трехмерного зародышей при эпитаксии можно записать в виде:

$$E_2 = \frac{\pi c V (2\sigma_1 + \sigma_2 - \sigma)^2}{2F}; \quad E_3 = \frac{\pi V^2 (2\sigma_1 + \sigma_2 - \sigma_3)^3}{3F^2};$$

где  $\sigma_{1,2,3}$  – свободная поверхностная энергия кристаллизующегося вещества, границы раздела и подложки, соответственно;  $V$  – мольный объем вещества;  $c$  – толщина монослоя;  $F$  – пересыщение.

Для МОС-гидридной технологии GaN определяющим при кристаллизации будет концентрация МОСGa в газовой фазе и соответственно пересыщение можно выразить как  $F = RT \ln(P_{\text{МОС}}^*/P_{\text{МОС}}^0)$ , где  $P_{\text{МОС}}^*$ ,  $P_{\text{МОС}}^0$  - парциальное давление МОСGa на входе в реактор и равновесное давление МОСGa на подложке, соответственно.

Для скорости зарождения можно написать  $I_i = I_i^0 \exp(-E_i/kT)$ . Кинетический коэффициент  $I^0$  связан с адсорбционной способностью поверхности кристаллизации и поэтому для гетероэпитаксии (физическая адсорбция) на сапфире он будет значительно меньше, чем для автоэпитаксии (химическая адсорбция). Анализ показывает, что среднее значение отношения будет  $I_A^0/I_H^0 = 1 \cdot 10^4$ . Принятое при анализе значение  $I_A^0 = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ .

В связи с отсутствием достоверных данных по свободной поверхностной энергии изучаемых веществ в работе выполнена оценка этих значений при использовании уравнения для потенциала кулоновского взаимодействия разноименных атомов для плоской кристаллографической сетки (0001)[4] (табл.1)

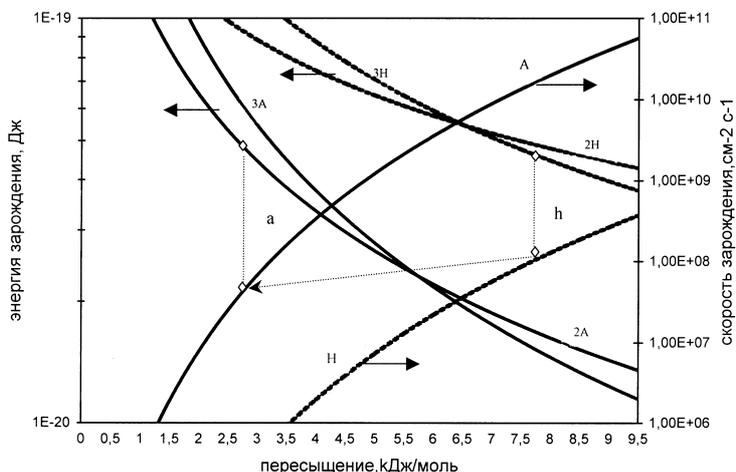
Таблице1

Параметры базовой плоскости решетки и свободная поверхностная энергия

№	Параметр	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	AlN	GaN	InN
1	A, нм	0,475	0,311	0,319	0,353
2	σ, (10 <sup>-4</sup> )Дж/см <sup>2</sup>	3,9	1,7	1,6	1,2

В данной работе проведен качественный анализ процесса зарождения в диапазоне реальных пересыщений для МОС технологии GaN (рис.1). Видно, что гетероэпитаксиальное осаждение с достаточной скоростью энергетически (минимальная  $E_i$ ) выгодно при больших пересыщениях и трехмерном зародышеобразовании (h). Можно также видеть, что после образования сплошного (с толщиной на уровне нескольких критических зародышей)

трехмерного зародышевого слоя, а значит, при переходе от гетероэпитаксии к автоэпитаксии, в связи с уменьшением энергетического барьера (уменьшение поверхностной энергии) резко возрастает скорость зарождения, что приводит к формированию структурно-разупорядоченных слоев. С целью получения качественных зародышевых слоев целесообразно в момент перехода к автоэпитаксии резко уменьшать пересыщение в системе и переходить на условия более совершенного двумерного зародышеобразования (h→a на рис.1), что в реальном процессе выполнить непросто.



*Рис.1 Изменение энергии и скорости зарождения от пересыщения для двух(2-А,2-Н) и трехмерного (3-А,3-Н) зарождения в случае авто (А) и гетеро (Н) эпитаксии.*

Уменьшить энергетический скачок при переходе от гетероэпитаксии к автоэпитаксии можно, снизив поверхностную энергию подложки. Одним из способов снижения поверхностной энергии подложки является создание моноатомных слоев AlN на сапфире. Это достигается или нитридизацией поверхности сапфира, или нанесением тонкого слоя Al на сапфир перед эпитаксией GaN. При этом в обоих случаях на поверхности сапфира образуется слой AlN, у которого значение поверхностной энергии близко к GaN. В этом случае процесс зарождения GaN можно практически сразу реализовать по двумерному механизму, что позволяет получать слои с высоким кристаллографическим совершенством.

Предложенная модель была подтверждена при исследовании зарождения GaN на Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (0001) при использовании МОС-технологии в горизонтальном реакторе с ВЧ нагревом. Уровень FWHM-XRD 0.1-0.08<sup>0</sup> был достигнут при нитридизации (60с.) с последующим получением моноатомных слоев Al перед выращиванием Al<sub>0,05</sub>Ga<sub>0,95</sub>N (25-30нм).

1. Akasaki Isamu// J.Crystal Growth, 2002, V.237-239, P.905-911
2. Сб. докладов 2-ой Всероссийской Конференции "Нитриды галлия, индия и алюминия, структуры и приборы", С- П., 3-4 февраля 2003 года
3. Ambacher O.// J.Phys.D.Appl.Phys. 1998. V.31. P.2653-2710
4. Мейер К. Физико-химическая кристаллография. – М.Металлургия,1972

## ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ НИТРИДА ГАЛЛИЯ ИЗ ПАРОВ ТРИМЕТИЛГАЛЛИЯ И АММИАКА

*Добрынин А.В. , Жирков А.А., Найда Г.А., Смирнов В.В.*

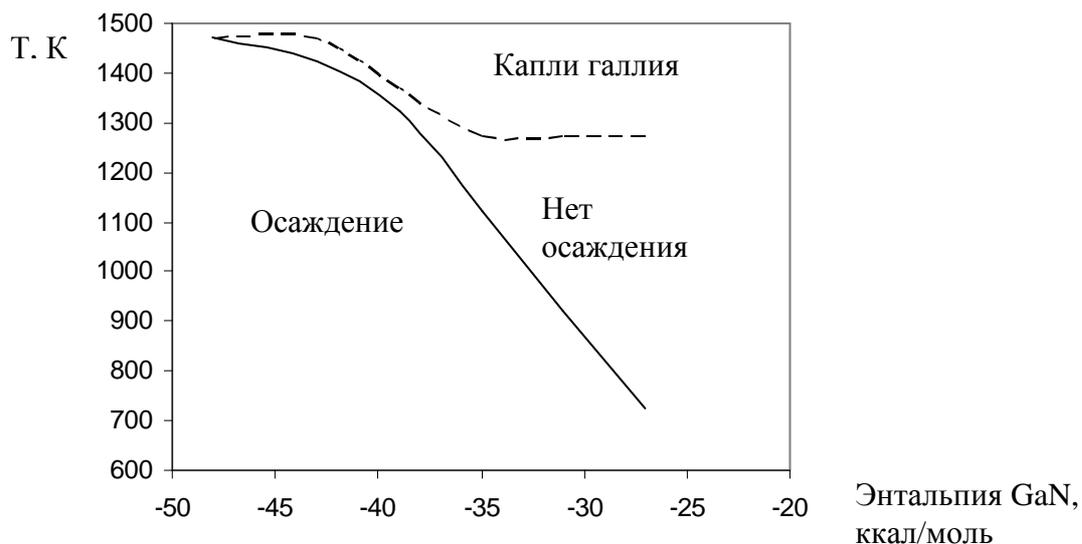
Московский институт электронной техники

Москва, Зеленоград, Россия, 124498, МИЭТ E-mail: [dobrynin@zelmail.ru](mailto:dobrynin@zelmail.ru)

Наиболее распространенным способом получения GaN является метод осаждения из газовой фазы с использованием металлоорганических соединений (МОС) и аммиака. Термодинамический анализ этой системы, проведенный японскими авторами [1], был основан на том, что движущей силой кристаллизации является избыточная концентрация веществ в газовой фазе. Однако, показав области температур и давлений, при которых осаждение идет в принципе, они не раскрыли механизм осаждения, т.е. из каких соединений реально может образовываться нитрид галлия. Более того, они рассматривали упрощенную систему реакций, считая, что галлий в газовой фазе преимущественно содержится в виде атомарного галлия. При таком подходе МОС-гидридный метод и молекулярно-лучевая эпитаксия описываются одинаково, что явно не верно. Михопулос попытался описать данную систему, введя в рассмотрение комплексные аммиачные соединения и промежуточные аддукты [2]. Эти тезисы использованы в работе [3]: наиболее стабильное вещество в газовой фазе – продукт неполного разложения аммиачного комплекса – монометилгаллий, а основной путь образования нитрида галлия – переход от тримера  $[\text{Ga}(\text{CH}_3)_2\text{NH}_2]_3$  к адсорбированной молекуле Ga-N.

В работе рассмотрено осаждение нитрида галлия с термодинамической точки зрения с учетом вновь опубликованных данных. Движущей силой процесса образования GaN принималась свободная энергия системы. Именно она определяла возможность протекания той или иной реакции в многокомпонентной системе. Предварительно был проведен расчет равновесной газовой фазы без возможности осаждения нитрида – гомогенная стадия. Этой стадии соответствует перенос парогазовой смеси в ядре потока. Были рассмотрены более тридцати возможных соединений. Термодинамические характеристики большинства из них были взяты из работы [4]. Среди возможных компонентов газовой фазы были рассмотрены соединения с донорно-акцепторной связью – продукты взаимодействия аммиака и триметилгаллия, а так же продукты неполного разложения этих комплексов. Термодинамические характеристики таких аддуктов рассчитаны Тимошкиным с соавторами [5]. Им же были найдены характеристики возможных кластеров – газообразных полимеров нитрида галлия. Расчет производился с помощью программы, использованной нами ранее, алгоритм которой изложен в работе [6]. В результате было оставлено только 14 компонентов газовой фазы. Однако даже среди них многие не имели большого влияния на ход процесса из-за их малого содержания. Обращает на себя внимание тот факт, что среди галлий-содержащих компонентов самая высокая концентрация у  $\text{CH}_3\text{GaNH}$ . В случае гетерогенной системы галлий так же преимущественно содержится в виде этого аддукта. Разность концентраций указанного аддукта в гомогенной и гетерогенной системах намного превышает такую же разность для других компонентов смеси. Это указывает на то, что осаждение преимущественно идет через  $\text{CH}_3\text{GaNH}$ .

В работах последних лет обсуждалась проблема установления точного значения энтальпии GaN. В связи с этим в работе рассмотрены результаты расчета равновесной гетерогенной системы при различных значениях энтальпии (Рис.1). Откуда становится очевидно, что значение -27 ккал/моль занижено, а значение -48 ккал/моль завышено.



В работе обсуждаются результаты расчета изотермического потенциала для отдельных реакций и возможность протекания тех или иных реакций при осаждении GaN в МОС-гидридной системе. Изотермический потенциал показывает полноту прохождения той или иной реакции. В равновесных изотермических условиях значения потенциалов для всех реакций, при которых образуется нитрид галлия, равны. Однако необходимо учитывать, что парогазовая смесь в реакторе проточного типа имеет температуру более низкую, чем температура подложки. В этих условиях аммиак, а равно с ним и прочие компоненты смеси подвержены термической диссоциации в меньшей степени. В связи с этим нет необходимости вводить эмпирический коэффициент разложения аммиака, как это обычно принято. С учетом разницы температуры газа и стенок реактора обнаружено, что наиболее полно должна проходить реакция образования нитрида галлия с участием наиболее сложного комплекса -  $\text{Ga}(\text{CH}_3)_3\text{NH}_3$ .

- 1 Koukitu A., Kamagai Y. J.Phys.: Condens.Mater., 2001, 13, p.6907
- 2 Mihopoulos T.G. Ph.D.Thesis, Massachusetts Institute of Technology, 1998
- 3 Harafuji K., Hasegawa Y., Ishibashi A., Tsujimura A., Kidoguchi I., Ban Y. and Ohnaka K. Japanese J.Appl.Phys., 2000, V.39, p.6180
- 4 Przhvalskii I.N., Karpov S.Y., Makarov Y.N. MRS Internet Journal NSR, 1998,V.3
- 5 Timoshkin A.Y., Bettinger H.F., Schaefer H.F J. of Physical Chemistry A, 2001,V.105,N13, p.3240
- 6 В.М.Глазов, Л.М.Павлова Химическая термодинамика и фазовые равновесия, М.: Металлургия, 1988.-560с

# УПРАВЛЕНИЕ ВХОЖДЕНИЕМ ИНДИЯ В СЛОИ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ НИТРИДОВ III ГРУППЫ, ВЫРАЩИВАЕМЫХ АММИАЧНОЙ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИЕЙ

*Д.А.Баранов, Д.М.Красовицкий\*, С.И.Петров, М.В.Павленко, Ю.В.Погорельский, И.А.Соколов, М.А.Соколов, В.П.Чалый*

ЗАО «Научное и технологическое оборудование»  
194156, Санкт-Петербург, а/я 29. e-mail: [support@semiteq.ru](mailto:support@semiteq.ru)

*А.В. Андрианов, И.С.Журавлев*

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН  
194021, ул. Политехническая, 26

*В.Г.Сидоров*

Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет  
195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29.

Получение слоев InGaN, пригодных для использования в качестве активной области светоизлучающих приборов видимой области спектра, остается одним из ключевых аспектов технологии нитридов III группы. К настоящему времени газофазная эпитаксия из металлорганических соединений (МОГФЭ) остается основной технологией, позволяющей, в той или иной мере преодолеть основные проблемы роста индийсодержащих слоев. Тогда как необходимость снижения ростовой температуры для InGaN по сравнению с температурой роста слоев GaN и AlGaN при поддержании достаточно высоких соотношений потоков In/Ga

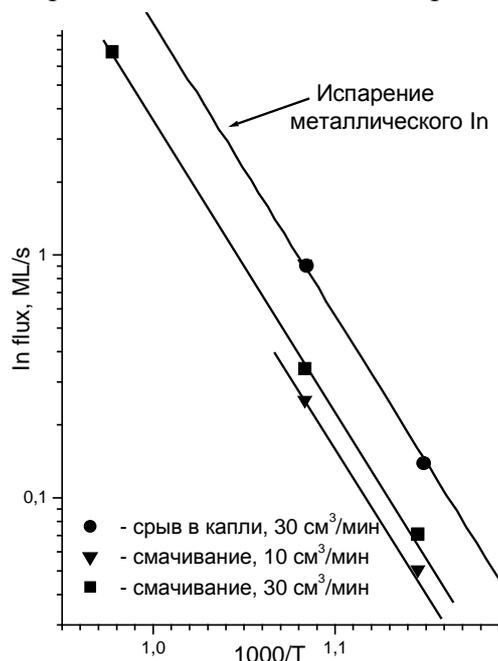


Рис.1. Характерные потоки индия в зависимости от температуры подложки

в молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) нитридов сопряжена со значительными трудностями. Проведение процесса в высоком вакууме и существенно меньшие, по сравнению с МОГФЭ, значения достижимых соотношений потоков V/III групп в МЛЭ приводят к существенным температурным ограничениям вхождения индия в InGaN. При низких температурах роста усугубляется также проблема поддержания высокой концентрации индия на ростовой поверхности, что приводит к образованию на поверхности жидких капель индия. Классический подход МЛЭ позволяет выращивать слои приемлемого качества, при этом мольная доля индия уменьшается от 0,2 до 0,15 при увеличении температур подложки от 570°C до 620°C. При более высоких температурах вхождение In падает катастрофически, а при 670°C становится пренебрежимо малым [1]. Светодиодные структуры с активной областью InGaN, выращенные методом МЛЭ [2, 3, 4], остаются пока недостаточно эффективными для их практических приложений.

<sup>1</sup> N. Grandjean et.al. Appl. Phys. Lett. **72**, 3190 (1998)

<sup>2</sup> S. Dalmaso et.al. Mat. Sci. Eng. **B82**, 256 (2001)

<sup>3</sup> K. Kushi et.al. Mat. Sci. Eng. **B59**, 65 (1999)

<sup>4</sup> F. V. Naranjo et.al. Appl. Phys. Lett. **80**, 2198 (2002)

В настоящем докладе освещен ряд технологических положений, лежащих вне классического подхода МЛЭ и позволяющих, с сохранением общего антуража и аппаратного оформления данного метода, повысить температуру роста слоев InGaN до 650°C при сохранении состава индия в слое 0,2 с целью увеличения эффективности люминесценции.

Эксперименты выполнены на специализированной установке МЛЭ ЭПН-2 с использованием аммиака в качестве источника азота. Особенностью установки является возможность поддержания больших значений отношения потоков V/III групп и проведение роста в условиях нарушения режима свободного пролета частиц. Для обеспечения возможности увеличения потока индия без срыва роста в капли нами предложена методика, основанная на уникальном поведении индия на поверхностях нитридов. Показано, что в отсутствие потока Ga и Al индий образует на поверхности растущего слоя «смачивающий» слой, давление пара над которым ниже равновесного для данной температуры. При помощи лазерной интерферометрии, позволяющей фиксировать наличие такого слоя, при разных температурах подложки определены оптимальные потоки индия, обеспечивающие «смачивание» и не приводящие к срыву роста InGaN с образованием капель металлического In на поверхности (рис.1). Поддержание «смачивающего» слоя на поверхности образца в течение всего роста InGaN коренным образом изменяет кинетику эпитаксии: процесс по сути переходит в квазижидкофазный. Поддержание на поверхности роста большого пересыщения по индию обеспечивает более резкий профиль его концентрации в твердой фазе, а смена режима роста дает возможность увеличения противодавления элемента V группы без ощутимого снижения скорости роста слоев. Указанные факторы позволяют повысить температуру эпитаксии и получать слои InGaN с мольной долей до 0,2 при 650°C.

Также показано, что в условиях, обеспечивающих рост квазиненапряженных толстых (доли мкм) индийсодержащих слоев, мольная доля In в InGaN составляет 0,1 при 750°C. Данное обстоятельство существенно при выращивании четверных твердых растворов GaAlInN, что позволяет получить ненапряженную активную область излучающей структуры в самосогласованных по параметру решетки ограничивающих широкозонных слоях [5].

В работе также исследованы зависимости положения максимума фотолюминесценции полученных слоев от различных комбинаций указанных выше технологических приемов (рис.2).

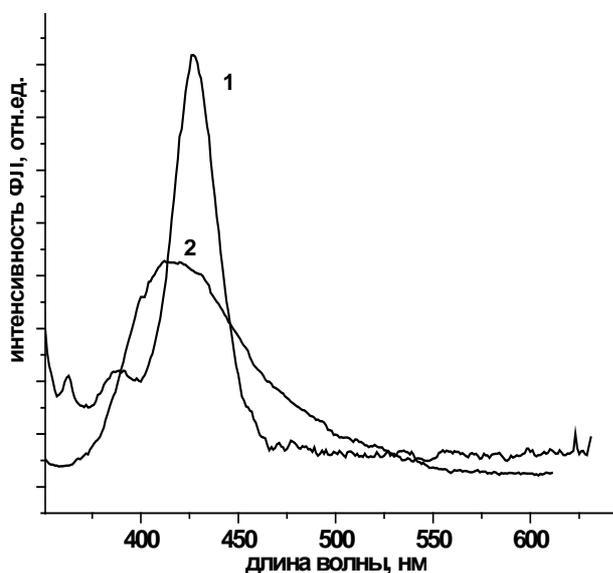


Рис.2. ФЛ (300К) слоев InGaN, выращенных МЛЭ через «смачивающий» слой индия: 1- 650°C, 500Å на толстом GaN; 2- 750°C, 0,3 мкм на тонком AlN

<sup>5</sup> M. Asif Khan et.al. Appl. Phys.Lett. **76**, 1161 (2000)

# ИССЛЕДОВАНИЕ ВХОЖДЕНИЯ АЛЮМИНИЯ ПРИ ВАРИАЦИИ ПАРАМЕТРОВ РОСТА В ГФЭ МОС AlGaN

*А. В. Кондратьев\**, *Р. А. Талалаев*,

ООО Софт-Импакт, а/я 33, 194156 Санкт-Петербург, Россия, kondratyev@softimpact.ru

*В. В. Лундин, А. В. Сахаров, А. В. Цацульников, Е. Е. Заварин, А. В. Фомин, Д. С. Сизов*

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

AlGaN с высоким содержанием алюминия является одним из основных материалов, используемых для производства оптоэлектронных приборов, работающих ультрафиолетовой и видимой области спектра. В то же время, в процессе газовой эпитаксии (ГФЭ МОС) AlGaN возникает ряд трудностей, связанных с низкой эффективностью вхождения атомов алюминия в растущий слой. Это, в частности, обусловлено протеканием газовой реакции, приводящих к образованию твердых частиц AlN и соответственно к существенным потерям материала. Последнее является одним из основных факторов, определяющих степень неоднородности распределения состава кристаллической пленки на подложке. Целью данного исследования являлись экспериментальное и численное исследование вхождения атомов алюминия в растущий слой AlGaN. Для многоподложечного (6x2'') планетарного реактора АИХ2000НТ, широко используемого в промышленности, были проведены измерения вхождения алюминия в зависимости от параметров роста. Была разработана химическая модель роста эпитаксиальных слоев AlGaN, учитывающая потери материала, связанные с образованием частиц, осаждение депозитов на стенках ростовой камеры, а также декомпозицию растущих слоев при высоких температурах и их влияние на однородность осаждения на подложке.

Были изучены зависимости распределения доли алюминия в растущем слое от давления в реакторе, полного расхода газов, расходов прекурсоров ТМГ и ТМА, а также от характерного время нахождения частиц в реакторе. Сравнение результатов расчетов с экспериментом приведено на рисунках 1–4.

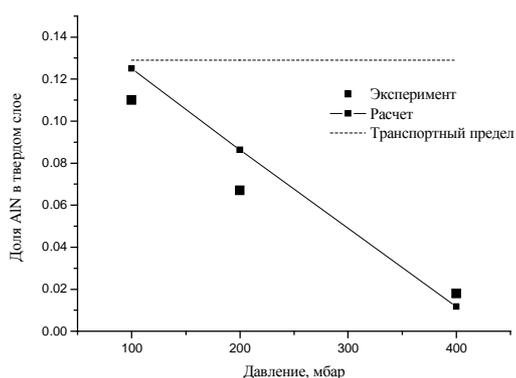


Рис. 1. Зависимость доли алюминия в твердом слое от давления

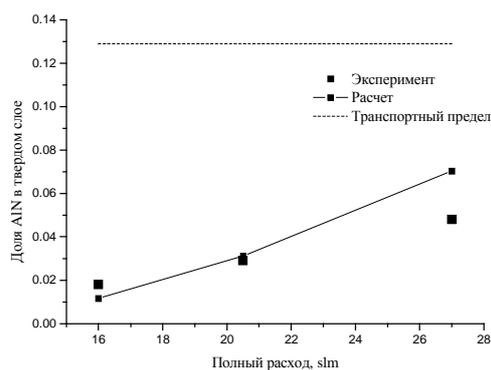


Рис. 2. Зависимость доли алюминия в твердом слое от полного расхода

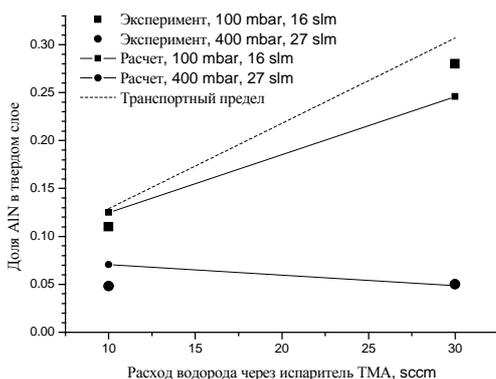


Рис. 3. Зависимость доли алюминия в твердом слое от расхода TMA

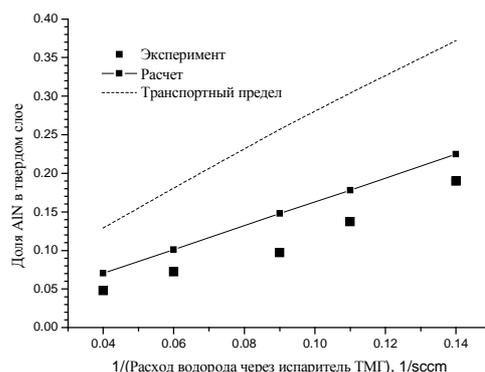


Рис. 4. Зависимость доли алюминия в твердом слое от расхода TMG

Была исследована степень неоднородности состава слоя по радиусу подложки. Сравнение расчетных и экспериментальных данных приведено на рис.5.

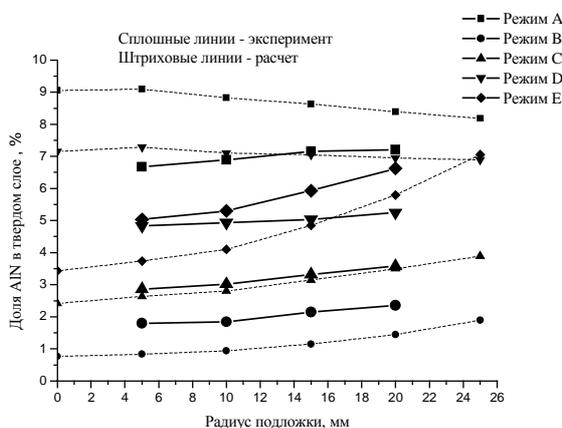


Рис. 5. Распределение доли алюминия по радиусу подложки для нескольких наборов ростовых параметров.

**В заключение отметим, что в данной работе удалось разработать модель, достаточно адекватно описывающую процессы, протекающие при выращивании эпитаксиальных слоев AlGaN в планетарном реакторе AIX2000HT. Модель учитывает влияние потерь материала за счет образования твердых частиц AlN и осаждения депозитов на стенках ростовой камеры на интенсивность и однородность роста эпитаксиальных слоев на подложке. В настоящее время разработанная модель используется для поиска условий роста, оптимальных с точки зрения получения пленок AlGaN с высоким содержанием алюминия.**

## МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ НАНОЧАСТИЦ В ПРОЦЕССЕ МОС-ГИДРИДНОГО ОСАЖДЕНИЯ GaN

*О.В. Борд\**, *Р.А. Талалаев*, *Л.Л. Куандыков*, *Е.В. Яковлев*  
ООО “Софт-Импакт”, а/я 33, 194156 Санкт-Петербург, Россия,  
[olga@softimpact.ru](mailto:olga@softimpact.ru)

*Ю.Н. Макаров*  
STR, Inc., P.O. Box 70604, Richmond, VA 23255-0604, USA

Основной технологией получения приборов на основе нитридов является метод газофазного осаждения из металлоорганических соединений. Несмотря на то, что эта технология используется уже довольно давно, механизмы роста нитридов изучены достаточно слабо, в частности, тенденции полученные в одних типах реакторов оказываются не переносимыми на другие.

В данной работе анализируется влияние процессов, происходящих в газовой фазе на рост нитридов. Отправной точкой работы послужили экспериментальные исследования Creighton et al. [1]. В этой работе при выращивании нитридов галлия и алюминия из металлоорганических соединений (TMGa, TMAI) и аммиака было обнаружено занижение скорости роста кристаллов по сравнению со скоростью роста, ожидаемой для режима, где лимитирующим является массоперенос. Значение скорости сильно зависит от времени нахождения реагирующих компонент в реакторе, что указывает на то, что потери ростового материала происходят из-за паразитных химических процессов, идущих именно в газовой фазе. В экспериментах было обнаружено появление частиц в горячей зоне реактора при режимах, типичных для осаждения нитридов [1,2]. Причем для осаждения пленок GaN и AlN получена разная зависимость концентрации частиц от условий процесса. Что может быть объяснено разными механизмами образования частиц в этих двух случаях.

В предыдущей работе нами был разработан подход, описывающий образование AlN частиц в процессе роста нитрида алюминия [3]. Здесь мы предлагаем механизм возникновения частиц при осаждении нитрида галлия. Из имеющихся экспериментальных данных известно, что частицы могут образовываться как при наличии аммиака, так и при его отсутствии [4]. Мы считаем, что в этих двух случаях частицы имеют разные пути возникновения, т.е. в одном случае источником образования частиц является газообразный GaN, а в другом – галлий. Мы предлагаем следующий механизм образования GaN частиц. Высокая температура в пограничном слое у подложки ведет к пиролизу TMGa, образовавшиеся метильные радикалы способствуют процессу образования NH<sub>2</sub> радикала, который в свою очередь, реагируя с TMGa, образует мономер DMGa:NH<sub>2</sub>, с последующим образованием тримера (DMGa:NH<sub>2</sub>)<sub>3</sub> и, наконец, газообразного GaN, который и является источником частиц.

Предложенный подход был использован в двумерных расчетах в вертикальном реакторе с вращающимся диском, описанном в работах [1,2]. Изучено влияние ростовых параметров, таких как температура подложки, скорость ее вращения, а так же входной расход TMGa на скорость роста нитрида галлия. Результаты проведенных расчетов показаны на Рисунках 1,2,3. Видно, что с увеличением скорости вращения (Рис.1) скорость роста нитрида галлия увеличивается, выходя на транспортный предел. Это объясняется тем, что при увеличении вращения, температурный пограничный слой над подложкой становится тоньше, т.е. уменьшается время нахождения реагирующих компонентов в горячей зоне реактора, и соответственно сокращается уход ростового материала в GaN частицы. Стоит отметить, что вращение оказывает гораздо большее влияние на рост GaN, чем на AlN. Из Рис.2 видно, что при большой скорости вращения диска, зависимость скорости роста нитрида галлия от расхода TMGa почти линейна, тогда как при маленьких скоростях (600 об/мин) зависимости от расхода почти нет. Поведение скорости роста GaN при малых оборотах схоже с

тенденцией, отмеченной при росте AlN. Также следует отметить поведение скорости роста при изменении температуры подложки. С увеличением температуры образование частиц интенсифицируется и скорость роста падает, но при температуре выше 1050°C кривая выходит на насыщение, т.е. новых GaN частиц не появляется (Рис.3).

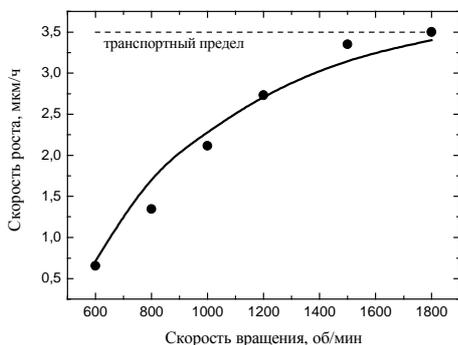


Рис.1 Зависимость скорости роста GaN от скорости вращения диска  
Экспериментальные данные [1] обозначены значками, расчеты – линиями.

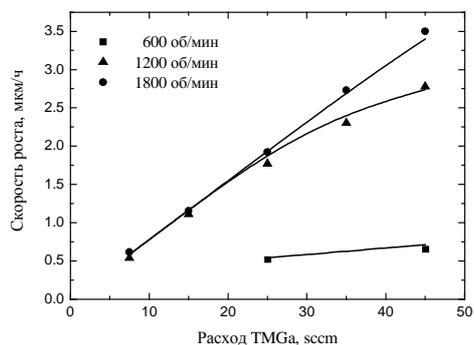


Рис.2 Зависимость скорости роста GaN от расхода TMGa  
Экспериментальные данные [1] обозначены значками, расчеты – линиями.

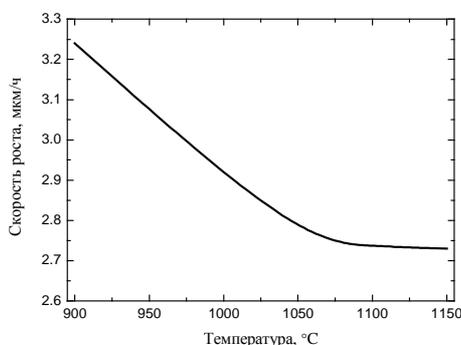


Рис.3 Зависимость скорости роста нитрида галлия от температуры подложки

Сравнение экспериментов [1] и расчетов показывает, что предложенный подход хорошо отслеживает тенденции изменения скорости роста нитрида галлия от ростовых параметров.

- [1] J.R. Creighton, W.G. Breiland, and M.E. Coltrin, *Electrochem. Soc. Proc.* **2002-3**, 28 (2002).
- [2] J.R. Creighton G.T. Wang, W.G. Breiland, M. E. Coltrin, *J. Crystal Growth* **261**, 204, (2004)
- [3] E.V. Yakovlev, R.A. Talalaev, A.N. Vorob'ev, Yu.N.Makarov *Electrochem. Soc. Proc.* **2003-08**, 258 (2003)
- [4] M.H. Magnusson, K. Deppert, J-O. Malm, Ch. Svensson, L.Samuelson *J. Aerosol. Sci.* **28**, S471 (1997).

## КРИТИЧЕСКАЯ ТОЛЩИНА ПСЕВДОМОРФНЫХ СЛОЕВ GaAlN и GaInN

***Е.Н.Вигдорович, Ю.Н.Свешников***

ОАО "Элма-Малахит" 124460 Москва, Зеленоград  
e-mail:info@emal.zelcom.ru

При формировании функциональных гетероструктур на основе GaN используют чередование материалов (твердых растворов) с различной шириной запрещенной зоны. Для оптоэлектроники это GaN/GaInN/GaN, для СВЧ-техники это GaN/GaAlN/GaN. Как известно, эти слои имеют различные структурные свойства, что способствует возникновению упругих напряжений, которые при пластической деформации генерируют дислокации несоответствия. Это приводит к резкому ухудшению свойств слоев и не позволяет реализовывать высокие потенциальные возможности GaN. Эти возможности удается сохранить, используя псевдоморфные слои, т.е. слои, в которых при определенной толщине еще не произошла пластическая деформация. Равновесное значение остаточной упругой деформации для гетероструктуры с заданным рассогласованием кристаллической решетки согласно модели Мэттьюза можно рассчитать по уравнению

$$\varepsilon_i = \frac{\mu \alpha (1 - \nu \cos^2 \varphi)}{4\pi f (1 + \nu) \sin \varphi \cos \theta} \ln\left(\frac{h}{b \sin \theta} + 1\right),$$

где  $\mu$  – модуль сдвига;  $\nu$  – коэффициент Пуассона;

$\theta$  – угол между плоскости скольжения и межфазной границей;

$\varphi$  – угол между вектором Бюргерса и линией дислокации несоответствия;

$h$  – толщина слоя;  $b$  – вектор Бюргерса.

Аналогично для деформации кристаллической решетки под действием сил Пайерлса можно написать

$$\varepsilon_f = \frac{\mu}{(1 - \nu)} f ,$$

где  $f$  – рассогласование решетки  $\Delta/a$ .

В псевдоморфном слое  $\varepsilon_i = \varepsilon_f$  и значит

$$h = \frac{\alpha (1 - \nu \cos^2 \varphi) (1 - \nu)}{4\pi f (1 + \nu) \sin \varphi \cos \theta} \ln\left(\frac{h}{b \sin \theta} + 1\right)$$

Дислокации в плоскости скольжения стремятся занять положение с более низкой свободной энергией, вследствие чего они обычно располагаются вдоль направлений с низкими индексами. Главной количественной характеристикой дислокаций является вектор Бюргерса, который определяет величину и направления смещения атомов в кристалле при возникновении дислокации. Нитриды элементов третьей группы обладают ГПУ решеткой и при выращивании слоев с ориентацией (0001) имеют при образовании дислокаций несоответствия три основных направления скольжения  $\langle 0001 \rangle$  (с-тип),  $\langle 11\bar{2}0 \rangle$  (а-тип) и  $\langle 11\bar{2}3 \rangle$  (а+с – тип).

Значения вектора Бюргерса для различных систем скольжения

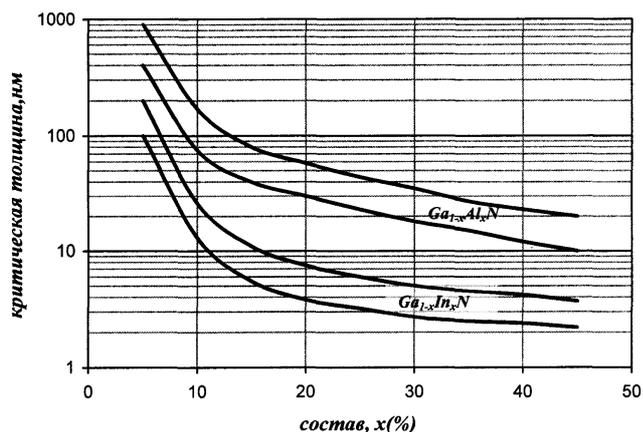
№	Система	Вектор Бюргерса $\vec{A}$		
		GaN	InN	AlN
1	(0001) $\langle 0001 \rangle$	5,18	5,69	4,97
2	(0001) $\langle 11\bar{2}3 \rangle$	6,08	6,69	5,86
3	(0001) $\langle 11\bar{2}0 \rangle$	3,19	3,53	3,11

Расчет значения вектора Бюргерса для нитридов показывает, что минимальный вектор Бюргерса, а значит и минимальную энергию при смещении атома решетки имеет

система скольжения  $(0001)\langle 11\bar{2}0 \rangle$ . Для этого случая уравнение для критической толщины слоя ( $h$ ) будет иметь вид

$$h = \frac{b(1-\nu)}{2\pi f(1+\nu)} \ln\left(\frac{h}{b} + 1\right)$$

Это трансцендентное уравнение впервые было получено Мэтьюзом [1]. Оно не содержит модуля сдвига и в этом смысле является универсальным, т.е. применимым для любых гетероструктур. Расчет проводился с использованием справочных значений параметров решетки нитридов в предположении выполнения для твердых растворов закона Vegarda. На рис.1. приведено изменение критической толщины псевдоморфного слоя от состава твердых растворов.



*Рис.1 Изменение критической толщины псевдоморфного слоя GaInN и GaAlN от состав для различных значений коэффициента Пуассона (0-верх, 0,4-низ).*

Как видно из используемых для расчета уравнений, на результаты сильное влияние оказывает значение коэффициента Пуассона. Анализ литературы [2-4] и расчеты с использованием коэффициентов эластичности дают сильный разброс значений коэффициента Пуассона от 0 до 0,23 для GaAlN и от 0 до 0,6 для GaInN. Вероятней всего это связано с тем, что при определении констант эластичности и других свойств использовались слои твердых растворов, полученных различными способами и разной толщины. Так как свойства получаемых слоев в процессе эпитаксии могут сильно изменяться, мы провели расчет критической толщины псевдоморфного слоя для интервала коэффициента Пуассона от 0 до 0,4 (отбросив значения больше 0,4, как нереальные).

Анализируя свойства реальных гетероструктур, полученных МОС-методом (резкое повышение плотности дислокаций и других структурных дефектов в слоях, ухудшение функциональных характеристик), можно сделать заключение, что для псевдоморфных слоев GaInN–оптимизированных гетероструктур коэффициент Пуассона  $< 0,4(0,1..0,2)$ , а для GaAlN близок к нулю.

#### Литература

1. J.W.Mattews// J.Vac.Sci. and Technol., 1975,V.12, № 1,P.123-126
2. S. Nakamura // Sol.St.Comm., 1997,102, P.237-248
3. T.Takeuchi at. al.// J.J.Appl.Phys., 1997, 36, L177
4. AF.Wright // J.Appl.Phys., 1997, 82, P.2833-2839

# СВЯЗЬ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ И ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ГЕТЕРОФАЗНЫХ СИСТЕМ НА ОСНОВЕ GaN

*Е.Н. Вигдорович,*

Московская Государственная академия приборостроения и информатики  
[evig@ropnet.ru](mailto:evig@ropnet.ru)

Попытки найти прямую связь между термохимическими и электрооптическими свойствами полупроводника делались неоднократно с различной долей успеха. Так Б.Ф.Ормонт [1] приводит результаты расчета ширины запрещенной зоны соединений, исходя из теплового эффекта их образования из простых веществ. Интересно, что эти расчетные данные для нитридов III-группы были получены раньше, чем они были определены экспериментально. В таблице 1 приведены значения ширины запрещенной зоны для нитридов по данным обработки термохимических результатов и полученные экспериментально физическими методами.

Таблица 1

Соединения	Ширина запрещенной зоны, эВ		Модуль сдвига (0001), ГПа	Параметр решетки, Нм
	Термохимические методы	Физические методы		
AlN	4,7-6,1	5,3 – 6,3	124	0,311
GaN	3,2-4,3	3,1 –3,7	98	0,339
InN	2,3 –2,7	0,7 –1,9	48	0,353

Несмотря на разброс значений  $E_g$ , наблюдается достаточно хорошая корреляция и даже совпадение данных термохимического и физического исследований. Наибольшее отличие в данных наблюдается для InN. Как отмечается в различных работах, в частности в [1], это соединение даже в стандартных условиях является термодинамически неустойчивым и, поэтому, при его получении реально возникают фазы переменного состава типа  $In_{1-y}N_y$ . Этим вероятнее всего и объясняется большой разброс в значениях и термохимических, и физических данных. Синтез и получение совершенных монокристаллических нитридов III-группы является непростой задачей, но по мере решения технологических проблем и повышения качества этих материалов вероятней всего уменьшится разброс и термохимических, и физических данных и их совпадение будет еще очевидней.

При исследовании термодинамических свойств соединений  $A^{III}B^V$  была показана применимость теории регулярных растворов ( $\Delta S_{cm}=0$ ) для определения отклонений от идеальности, которое в этом приближении определяется избыточной свободной энергией смешения  $\Delta G_{cm} = \Delta H_{cm} = \alpha(1-x)x$

Рассматривая твердые растворы с катионным замещением  $A_{1-x}B_xC$  как регулярную квазибинарную систему AC-BC, для изменения общей энтальпии образования можно написать  $\Delta H^{ABC} = x \Delta H^{AC} + (1-x)\Delta H^{BC} + \alpha(1-x)x$  [2], где  $\Delta H^{AC}$ ,  $\Delta H^{BC}$  – энтальпия образования бинарных соединений из элементов.

Исследования ширины запрещенной зоны в твердых растворах на основе GaN показали, что изменение этого параметра в твердых растворах хорошо описывается уравнением

$$E_g(x) = (1-x)E_g^{AC} + x E_g^{BC} + b(1-x)x. [3]$$

Таблица 2

	$\Delta E_g$ , эВ	$\alpha$ , эВ[2]	$b$ , эВ[3]
GaN-AlN	3,39-5,92	0,038-0,048	0-0,8
GaN-InN	3,39-1,35	0,18-0,55	0-(-3)

Очевидно, что изменение ширины запрещенной зоны и свободной энергии образования в твердых растворах подчиняется одному и тому же закону. Коэффициенты  $\alpha$  и  $b$  в обоих случаях являются параметрами параболического изгиба зависимостей  $\Delta H^{ABC}(x)$  и

$E_g(x)$ . Однако (табл.2), если для  $Ga_{1-x}Al_xN$  значения параметров практически совпадают, то для  $Ga_{1-x}In_xN$  знак параметра  $b$  противоположен знаку параметра  $a$ . Параметр параболического изгиба зависимостей  $\Delta H^{ABC}(x)$  и  $E_g(x)$  по своей сути есть параметр взаимодействия, отнесенный к одному молю раствора  $\Delta U = N_0 z x (1-x) [U_{AB-AC} - 0,5(U_{AB-AB} + U_{AC-AC})]$ , где  $U_{AB-AC}$ ,  $U_{AB-AB}$  и  $U_{AC-AC}$  - энергия взаимодействия между разноименными и одноименными элементами раствора, соответственно. Энергии взаимодействия являются отрицательными величинами, и поэтому, если взаимодействие между разноименными элементами раствора сильнее, чем между одноименными, то  $\Delta U$  имеет отрицательное значение, если наоборот, то положительное.

Гетероструктуру можно рассматривать, как упорядоченную гетерофазную систему. При некогерентном сопряжении (толстые слои) в слоях происходит пластическая деформация и генерация дислокаций несоответствия и вакансий. В этом случае слои имеют свойства близкие к свойствам объемного материала. При когерентном сопряжении (тонкие слои) происходит совмещение параметров решеток, возникает псевдоморфный слой, искажения решетки в котором компенсируются возникновением упругих внутренних напряжений. В  $Ga_{1-x}Al_xN/GaN$  возникают растягивающие напряжения, что с точки зрения теории химической связи характеризуется положительными отклонениями от идеальности. В системе  $Ga_{1-x}In_xN/GaN$  возникают сжимающие напряжения, что приводит к усилению химической связи и соответственно к отрицательным отклонениям. В соответствии с теорией упругости [4] избыточную энергию внутренней деформации псевдоморфного слоя  $Ga_{1-x}In_xN$  на  $GaN$  можно выразить как

$$\Delta G = \sqrt{3} N_0 h (a_{GaN} - a_{GaInN})^2 \frac{\lambda_{0001}(1 + \nu)}{(1 - \nu)},$$

где  $N_0$  - число Авагадро;  $a_i$  - параметр решетки;  $\lambda_{0001}$  - модуль сдвига в плоскости (0001);  $h$  - толщина слоя;  $\nu$  - коэффициент Пуассона.

Из уравнения видно, что энергия деформации при  $x = \text{const}$  зависит от толщины слоя. Так как в  $In_xGa_{1-x}N/GaN$  возникают сжимающие напряжения в приближении регулярных растворов можно написать  $-\Delta G = b(1-x)x$ . Подставив в уравнение значение  $h_{кр}$  можно оценить максимальное значение  $\Delta G$  и  $b$  соответственно. При  $x=0,5$  и  $h_{кр}=2$  нм.  $\Delta G = 0,84$  эВ и  $b = -3,4$  эВ. Если изучаемая система регулярна, то значение  $b$  при  $h_{кр}(x)$  не изменится для всех составов  $In_xGa_{1-x}N/GaN$ . При уменьшении  $h < h_{кр}$  значения  $\Delta G$  и  $b$  будут убывать. При увеличении  $h > h_{кр}$  произойдет пластическая деформация, которая будет сопровождаться сбросом напряжений и генерацией дислокаций несоответствия. При этом упругие напряжения уменьшатся и по мере увеличения  $h$  параметр  $b$  будет стремиться к  $a$ .

Подтверждением данной модели служат результаты работы [5], в которой для псевдоморфных слоев  $Ga_{1-x}In_xN$  при увеличении толщины от 1,5 до 5 нм при  $x=16 \pm 2\%$  длина волны ФЛ ( $\lambda_{300}$ ) изменялась от 0,45 до 0,66 мкм. При этом параметр параболического изгиба зависимости  $E_g(x)$  увеличивается от -0,5 до -4 эВ.

1. Б.Ф. Ормонт. Введение в физическую химию - Изд-во "Высшая школа", 1968
2. M. Schottky, M. Bever. // Acta Met., 1958, N6, P.309
3. M. van Schilfgaarde, A. Sher, A.-B. Chen. // J. of Crystal Growth, 1997, 178, PP 8-31
4. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория упругости - М. "Наука", 1987
5. B. Damilano, N. Grandjean, J. Massies. // Applied Physics Letters, 2000, V.77, N.9, P1268

## АНАЛИЗ ТЕЧЕНИЯ ГАЗОВОГО ПОТОКА В ЭПИТАКСИАЛЬНОМ РЕАКТОРЕ ДЛЯ ИНДИВИДУАЛЬНОЙ ОБРАБОТКИ ПЛАСТИН БОЛЬШОГО ДИАМЕТРА

*Сажнев С.В., Миркурбанов Х.А., Тимофеев В.Н.*

ЗАО «ЭЛТОЧПРИБОР», 124460, Москва, Зеленоград, Панфиловский пр.,10

e-mail: [gas@eltochpribor.ru](mailto:gas@eltochpribor.ru)

Особенности течения газового потока в реакторе установки определяют скорость роста эпитаксиального слоя по поверхности подложки, а следовательно и неравномерность толщины. Разработка оптимального эпитаксиального реактора для индивидуальной обработки подложек большого диаметра (150 мм и более), позволяющего получить высокую равномерность толщины слоя, должна базироваться на результатах исследования газодинамических характеристик потока.

Учитывая изложенное, были разработаны компьютерные программы расчета параметров течения газового потока в кварцевом щелевом эпитаксиальном реакторе. Программы разрабатывались под реальный процесс эпитаксии индивидуальных пластин кремния в газовой среде  $H_2-SiH_4$ ,  $H_2-SiH_2Cl_2$  и  $H_2-SiHCl_3$ . Ширина реактора выбиралась из расчета обработки пластин диаметра 150-200 мм.

Программа разработана для численного расчета параметров ламинарного потока в горизонтальном и вертикальном сечениях по всей длине реактора. Обсуждается зависимость роста толщины эпитаксиального слоя от скорости потока. Для различных расходов газа проведены расчеты (в горизонтальных и вертикальных сечениях) распределения скоростей, температуры, линий тока. По результатам анализа параметров течения показано, что для формирования эпитаксиального слоя с неравномерностью толщины менее 3% на подложках диаметра 150 мм и более необходимо их вращение со скоростью 12-15 об/мин.

## ПРОИЗВОДСТВО ВЫСОКОЧИСТОГО АММИАКА ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУР НИТРИДОВ ГАЛЛИЯ, ИНДИЯ И АЛЮМИНИЯ

*В.М. Воротынец\**, *А.К. Матвеев*, *В.М. Малышев*, *Г.М. Мочалов*, *П.Г. Тарабуров*

ООО "Фирма "ХОРСТ", г. Москва, ул. Подольских курсантов, д.3, стр. 2, оф. 39

vlad@vorotyn.nnov.ru

В последние годы наметился резкий рост в потреблении высокочистого аммиака микроэлектронной промышленностью во всем мире. Это связано с увеличением научного интереса к нитридам элементов III группы и расширением объемов производства фото- и светодиодов на их основе, GaN- лазеров и полевых транзисторов с высокой подвижностью носителей в канале (HEMT). При этом постоянно растут требования к чистоте аммиака. Современные технологии требуют аммиака чистотой не хуже 99,999% (5N). Растет спрос на более чистый аммиак, так называемый Blue Ammonia (6.4N). Американская компания Air Products объявила о строительстве завода по производству White Ammonia (TM) чистотой 99,99996% (6.6N) и анонсирует выпуск аммиака чистотой 99,99999+% (7.0+N).

До недавнего времени в России не существовало промышленного производства высокочистого аммиака. Однако с 2001 года на ООО "Фирма "ХОРСТ" было организовано малотоннажное производство аммиака, пригодного для нужд микроэлектроники. Постоянное совершенствование технологии очистки позволило за два года поднять качество аммиака с 99,998% до 99,9999%.

Получение аммиака такой степени чистоты возможно только при решении комплексной задачи: подготовки технологического оборудования, собственно глубокой очистки вещества, его анализа, подготовки тары, перевозки и хранения готовой продукции.

Основу производства высокочистого аммиака на ООО "Фирма "ХОРСТ" составляет низкотемпературная фильтрация. Метод криофильтрации основан на переводе примесного компонента из молекулярного состояния в гетерогенное с последующим удалением его из газовой фазы. Для этого очищаемый газ пропускают через охлаждаемую зону, где поддерживаются условия, при которых происходит конденсация примесного компонента, но сам газ не конденсируется. Чтобы удалить из газового потока образовавшийся таким образом аэрозоль его пропускают через высокоэффективный фильтр. Величина потока газа через охлаждаемую зону устанавливается такой, чтобы давление паров примесного компонента перед стадией фильтрации успело достичь своего равновесного значения. В качестве фильтрующего материала мы использовали фильтры Петрянова, обладающие высокими фильтрующими свойствами, а также высокой стойкостью к химически агрессивным веществам. При прохождении через такой фильтр газ одновременно очищается от твердых взвесей и масляного тумана. При низкой температуре фильтрации уменьшается загрязнение очищаемого газа материалом фильтра. При условии эффективного захвата аэрозольных частиц концентрация примеси в газовой фазе после фильтра будет равна отношению давления насыщенного пара примесного компонента при данной температуре к давлению очищаемого газа. Проведение процесса при низком давлении и температуре образования кристаллогидратов аммиака  $2\text{NH}_3 \cdot \text{H}_2\text{O}$  позволило получить аммиак с концентрацией воды не более 1 ppm. Примесный состав получаемого аммиака представлен в таблице.

Примесный состав высокочистого аммиака<sup>1</sup>

Наименование показателя качества	Норма для марки	
	А	Б
Массовая доля аммиака, %, не менее	99,999	99,9999
2. Массовая доля воды, %, не более	0,0010	0,0001
3. Массовая концентрация масел, %, не более	$1,6 \cdot 10^{-5}$	$1,6 \cdot 10^{-5}$
4. Массовая доля общего хлора, %, не более	$1,6 \cdot 10^{-5}$	$1,6 \cdot 10^{-5}$
5. Массовая концентрация железа, %, не более	$0,8 \cdot 10^{-5}$	$0,8 \cdot 10^{-5}$
6. Массовая концентрация натрия, %, не более	$0,8 \cdot 10^{-5}$	$0,8 \cdot 10^{-5}$
7. Массовая концентрация никеля, %, не более	$0,8 \cdot 10^{-5}$	$0,8 \cdot 10^{-5}$
8. Массовая концентрация хрома, %, не более	$0,8 \cdot 10^{-5}$	$0,8 \cdot 10^{-5}$
9. Массовая концентрация магния, %, не более	$0,8 \cdot 10^{-5}$	$0,8 \cdot 10^{-5}$
10. Массовая концентрация алюминия, %, не более	$0,8 \cdot 10^{-5}$	$0,8 \cdot 10^{-5}$
11. Объемная доля кислорода, %, не более	$5 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$
12. Объемная доля азота, %, не более	$5 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$
13. Объемная доля водорода, %, не более	$5 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$
14. Объемная доля диоксида углерода, %, не более	$5 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$
15. Объемная доля метана, %, не более	$5 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-5}$

<sup>1</sup> ТУ 2114-005-16422443-2003 "Аммиак жидкий особой чистоты".

## ПОЛУЧЕНИЕ И СВОЙСТВА GaN P-ТИПА

*Е.В.Ершов, А.Ф.Иванов, С.А.Крюков, А.А.Найдин, А.В.Неуважаев, Т.А.Полякова*  
ФГУП РФЯЦ-ВНИИТФ им. Акад. Е.И.Забабахина, г.Снежинск, [a.f.ivanov@vniitf.ru](mailto:a.f.ivanov@vniitf.ru)

Проведены эксперименты по получению GaN р-типа методом МОСГЭ в горизонтальном планетарном реакторе на сапфировой подложке (0001) с варьированием температуры роста и скорости потока Mg. Исследованы изменения сопротивления, подвижности и концентрации носителей при различных режимах активации слоев GaN, легированных магнием. Полученные образцы отжигались в потоке азота (N<sub>2</sub>) при различных температурах от 700<sup>0</sup>С до 840<sup>0</sup>С в течение времени от 1 до 60 минут. Измерения электрофизических характеристик проводились на холловской установке HL 5500РС при комнатной температуре. Получены значения сопротивления в пределах 5 Ом\*см при концентрации носителей 4-5\*10<sup>17</sup> см<sup>-3</sup> и подвижности 3-4 см<sup>2</sup>/В\*сек.

## **ОСАЖДЕНИЕ КАРБИДА КРЕМНИЯ ИЗ МЕТИЛСИЛАНА НА ГРАФИТОВЫЕ ИЗДЕЛИЯ**

*Кузнецов П.И., Шемет В.В., Якущева Г.Г.*

Институт радиотехники и электроники РАН  
г.Фрязино, Моск.обл., пл.Введенского,1, [pik218@ire216.msk.su](mailto:pik218@ire216.msk.su)

*Богачев Е.А, Тимофеев А.Н, Лахин А.В*

ОАО НПО «Композит» Институт углеродных материалов  
г.Королёв, Моск. обл., ул.Пионерская, 4

Одной из проблем при выращивании AlN и твердых растворов AlGaN с большим содержанием алюминия является разрушение графитовой оснастки после проведения нескольких процессов роста. Покрытие графитовой оснастки карбидом кремния приводит к высокой газоплотности, но со временем и в нем под воздействием агрессивной среды возникают поры.

Мы сообщаем о разработке низкотемпературного газофазного метода нанесения из метилсилана газоплотных покрытий SiC на графитовые изделия в специальной камере с резистивным нагревом, сопряженной с установкой EPIQUIP. Применение метилсилана для получения покрытий SiC методом CVD позволяет проводить при 650-800<sup>0</sup>С и низких давлениях 1-15 мбар. Поликристаллический осадок карбида кремния не содержит свободных фаз кремния и углерода. Он проникает вглубь приповерхностных пор графита, за счёт чего обеспечивается высокое сцепление покрытия с подложкой. При 2 мкм толщине покрытие SiC выдерживает 10 экспериментов по выращиванию AlN при температурах 1050-1150<sup>0</sup>С.

Обсуждается также возможность осаждения эпитаксиальных пленок SiC при использовании метилсилана в качестве источника.

## ПОЛУЧЕНИЕ ПЛЕНОК GaN ЗАДАННОЙ ПОЛЯРНОСТИ ПРИ РОСТЕ МЕТОДОМ АММИАЧНОЙ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ НА $Al_2O_3(0001)$

***В.В. Преображенский, М.А. Путьто***

Томский государственный университет, Томск, 634050, пр. Ленина, 36  
pvv@isp.nsc.ru; тел.: (3832) 333-286; факс: (3832) 333-502

***Б.Р. Семягин, В.Г. Мансуров, К.С. Журавлев, А.И. Торопов, О.П. Пчеляков***

Институт физики полупроводников СО РАН, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13

При эпитаксии на подложках  $Al_2O_3(0001)$  пленки GaN кристаллизуются с образованием гексагональной структуры типа вюрцит. В зависимости от условий проведения начальных стадий эпитаксии направление роста кристалла GaN может быть [0001] или [000-1]. Направление  $\langle 0001 \rangle$  в кристалле вюрцита полярно. Следствием этого является значительная разница в физических и химических свойствах между плоскостями GaN(0001) – Ga-грань и GaN(000-1) – N-грань. Поэтому от ориентации поверхности роста GaN зависит встраивание примесей, морфология, кристаллическое совершенство растущих слоев и выбор условий роста для получения совершенных пленок. Целью работы было определение условий проведения начальных стадий эпитаксии GaN на  $Al_2O_3(0001)$ , позволяющих получать пленки GaN с заданным направлением роста ([0001] или [000-1]). Для этого исследовалось влияние нитридации подложки сапфира, состава слоя зарождения и условий его осаждения на полярность получаемых пленок GaN.

Эксперименты проводились на установке Riber-CBE 32P. В качестве источника азота использовался аммиак. Потоки Ga и Al обеспечивались тигельными источниками. В качестве подложек использовались пластины сапфира (0001). Контроль структуры поверхности *in situ* осуществлялся методом дифракции быстрых электронов на отражение. Полярность поверхности растущих пленок определялась по наблюдению поверхностных структур характерных для Ga - и N-граней [1].

Проведенное исследование влияния условий роста, толщины и состава слоя зарождения на полярность слоев GaN показало, что использование слоя зарождения AlN толщиной 25-30 нм, выращенного при температуре 500°C (LT), приводит к последующему росту пленки GaN в направлении [000-1] (N-грань), а при температуре 750°C (HT) – к Ga-грань. Использование GaN для слоя зарождения всегда давало N-грань. Если проводился отжиг (950°C, 20 минут) слоя зарождения AlN, выращенного при температуре 500°C, то последующая пленка GaN росла в направлении [0001] (Ga-грань). В таблице 1 приведены результаты исследования влияния условий роста слоя зарождения на полярность слоев GaN. Показано, что нитридация сапфира, проведенная при температуре 900°C в течение 10 минут, не влияет на полярность последующих слоев GaN и AlN.

При проведении экспериментов было обнаружено, что формирование промежуточного низкотемпературного слоя AlN в пленке GaN приводит к смене сверхструктуры поверхности GaN над слоем AlN относительно сверхструктуры, которая наблюдалась до формирования слоя AlN. Возможным объяснением смены реконструкций является инверсия полярности растущей пленки. Для наблюдения этого эффекта важно, чтобы при росте промежуточного слоя AlN атомы Al первыми попали на поверхность GaN. При повторном росте промежуточного слоя AlN вновь происходит инверсия полярности пленки GaN над слоем AlN. Таким образом, введением промежуточных низкотемпературных слоев AlN можно управлять полярностью растущей пленки GaN.

<u>Образец</u>	<u>Слой зарождения</u>				Отжиг слоя зарождения 950°C 20 мин.	<u>Полярность</u>
	<u>GaN</u>		<u>AlN</u>			
	<u>L1</u>	<u>H1</u>	<u>L1</u>	<u>H1</u>		
A	+					N грань
B		+				N грань
C			+			N грань
D			+		+	Ga грань
I				+		Ga грань

Одним из механизмов инверсии полярности пленки GaN может быть образование устойчивых связей Ga-Al при попадании атомов Al на Ga-терминированную поверхность GaN. В результате формируется две соседние плоскости из атомов Ga и Al. При последующей подаче аммиака рост начинается на верхнем слое Al, что и приводит к инверсии полярности.

Нами было обнаружено, что при температуре подложки 500-550°C возможен эпитаксиальный рост пленки Al на поверхностях GaN{0001} и Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(0001). Известно, что алюминий образует гранецентрированную кубическую решетку. Проведенные измерения свидетельствуют, что эпитаксиальный слой алюминия растет в направлении [111]. В работе [2] эпитаксиальный рост алюминия на GaN был обнаружен при температуре подложки 200°C. Эпитаксиальный рост слоя алюминия на GaN при температурах 500-550°C может служить косвенным подтверждением существования механизма инверсии полярности слоев GaN за счет введения дополнительных (одной или нескольких) плоскостей состоящих из атомов металла.

Другим объяснением изменения сверхструктуры поверхности GaN, растущего над слоем промежуточного низкотемпературного AlN, может быть следующее. Известно, что при формировании пленки GaN на сапфире (0001) могут образовываться домены, как Ga – так и N – полярности [3]. Отношение площадей, занятых доменами разной полярности, зависит от условий проведения стадии зарождения пленки GaN на сапфире. Таким образом, можно говорить только о преимущественной полярности слоя GaN. При изменении условий роста возможно увеличение площади, занятой доменами одной полярности, и уменьшение, занятой другой. Таким изменением условий роста может являться введение промежуточного низкотемпературного слоя AlN.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 03-02-16362.

[1] A.R. Smith, R.M. Feenstra, D.W. Greve, M.-S. Shin, M. Skowronski, J. Neugebauer, J.E. Northrup, Appl. Phys. Lett. 72 (1998) 2114.

[2] P.D. Brown, M. Faya, N. Bock, S. Marlafekaa, T.S. Chengb, S.V. Novikovb, C.S. Davisb, R.P. Campionb, C.T. Foxon, J. Crystal Growth 234 (2002) 384.

[3] L.T. Romano, T.H. Myers, Appl. Phys. Lett. 71 (1997) 3486.

## КИНЕТИКА АДСОРБЦИИ-ДЕСОРБЦИИ Ga НА ПОВЕРХНОСТИ GaN (0001)

*Мансуров В.Г.\**, *Галицын Ю.Г.*, *Преображенский В.В.*, *Никитин А.Ю.*,  
*Журавлев К.С.*

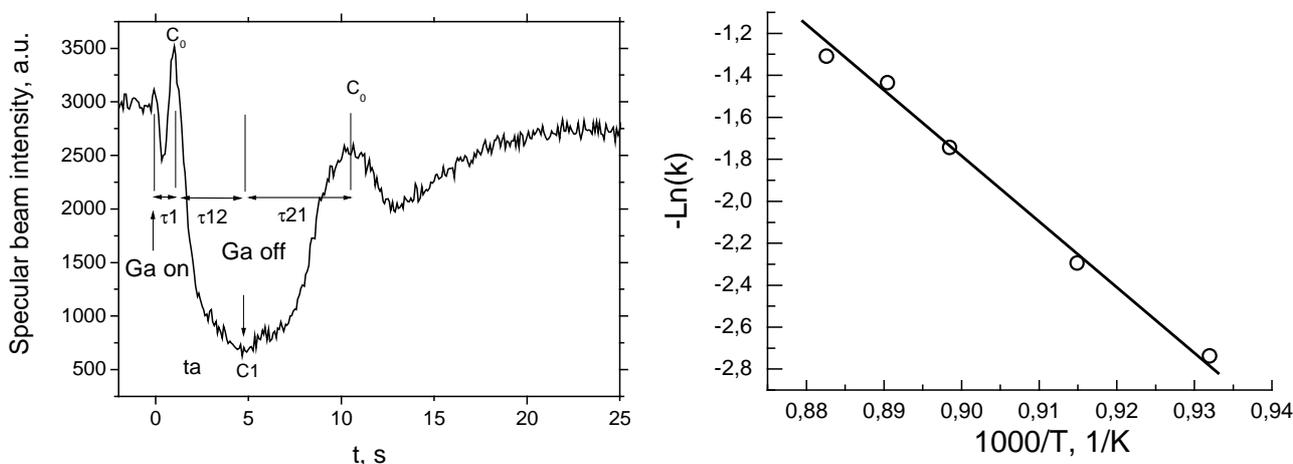
*Институт физики полупроводников ОИФП СО РАН, Новосибирск*

Процессы адсорбции-десорбции галлия на поверхность GaN играют важную роль в эпитаксиальном росте пленок нитрида галлия. Однако понимание и количественное описание этих процессов все еще остается под вопросом.

В данной работе эксперименты по адсорбции-десорбции проводились на установке молекулярно-лучевой эпитаксии Riber СВЕ-32. Выращивался буферный слой GaN(0001) (~0.5μ) на сапфировой подложке.

Суть экспериментов заключалась в измерении эволюции интенсивности зеркального рефлекса (ЗР) в дифракции быстрых электронов на отражении (ДБЭО) как при адсорбции, так и при десорбции галлия. На кривых изменения интенсивности ЗР были обнаружены пики, которые мы связали с определенной концентрацией  $C_0$  Ga на поверхности GaN.

Полученные зависимости были объяснены в рамках следующей кинетической модели. Пусть  $C(t)$  – концентрация Ga на поверхности в момент  $t$ . Тогда во время воздействия потока галлия на поверхность имеем следующее изменение концентрации:  $dC(t)/dt = F - k \cdot C(t)$ , а после прекращения потока:  $dC(t)/dt = -k \cdot C(t)$ , где  $F$  – величина потока Ga,  $k$  – константа десорбции. Фиксируя характерные времена ( $\tau_1$ ,  $\tau_{12}$ ,  $\tau_{21}$ ) появления на поверхности концентрации галлия  $C_0$ , мы получили температурные зависимости процесса адсорбции-десорбции галлия.



Из температурной зависимости нами был найден предэкспоненциальный множитель и энергия активации процесса десорбции  $k(T) = k_0 \cdot \exp(-E_A/k_B \cdot T)$ , где  $k_0 = 10^{10}$  1/s и  $E = 2.4$  eV. Как можно видеть, множитель  $k_0$  мал по сравнению с типичными значениями предэкспоненциального фактора порядка  $10^{13}$  1/s. Это дает нам основание предположить неадиабатичность процесса десорбции Ga с поверхности GaN. Неадиабатичность является следствием слабого взаимодействия терма хемосорбированного состояния Ga на поверхности и терма физической адсорбции.

Работа была поддержана РФФИ грант 03-02-16362.

\* E-mail: mansurov@thermo.isp.nsc.ru; тел.: (3832) 341-945; факс (3832) 332-771

# ХИМИЧЕСКАЯ НЕСТАБИЛЬНОСТЬ GaN В ВОДОРОД-АЗОТ-АММИАЧНЫХ СМЕСЯХ И ЕЕ ВЛИЯНИЕ НА ПРОЦЕСС РОСТА ПРИ ЭПИТАКСИИ ИЗ МЕТАЛЛООРГАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ

*Е.Е.Заварин, В.В.Лундин, Д.С.Сизов*

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук, 194021, Санкт-Петербург, Россия, e-mail: zavarin.vpegroup@mail.ioffe.ru

Несмотря на значительный прогресс в технологии выращивания структур на основе GaN методом ГФЭ МОС, механизмы роста слоев GaN все еще мало изучены. В ГФЭ МОС GaN в качестве газа-носителя обычно используется водород. Однако, в водороде и водород-аммиачных смесях GaN химически нестабилен [1]. Природа этой нестабильности и ее влияние на процесс роста GaN практически не изучены. В данной работе систематически изучались скорости роста и травления GaN в зависимости от температуры реактора, состава газа-носителя и потока триметилгаллия.

Эксперименты проводились на модернизированной установке ГФЭ МОС Epiquip VP-50 RP с использованием в качестве источников триметилгаллия (ТМГ) и аммиака. Установка позволяет использовать в качестве газа-носителя азот-водородную смесь произвольного состава. Скорости роста и травления GaN определялись с помощью лазерной рефлектометрии [1]. В качестве подложек использовались слои GaN на сапфире (квазиподложки GaN), выращенные на установке AIX2000 HT. Каждый эксперимент начинался с выращивания на исходной квазиподложке слоя GaN при стандартных для установки Epiquip VP-50 RP условиях [2]. После этого в реакторе изменялась температура и состав газа – носителя (при сохранении потока аммиака и общего потока) и проводилось измерение скорости роста GaN (при подаче ТМГ в реактор) и скорости травления (при выключении потока ТМГ). В первой серии экспериментов в качестве газа – носителя использовался азот. Скорость роста в этом случае прямо пропорциональна потоку ТМГ и не зависит от температуры (рис.1). При выключении ТМГ травление GaN не наблюдалось.

Во второй серии экспериментов в качестве газа – носителя использовался водород. В этом случае скорость роста также линейно зависит от потока ТМГ, однако экстраполяция этой зависимости пересекает ось ординат ниже нулевого уровня, что соответствует травлению (вставка на рис.1). Прямое измерение скорости травления при выключенном ТМГ (рис. 1) дает то же значение, что и определенное по экстра-поляции зависимости скорости

роста от потока ТМГ. Повышение температуры уменьшает скорость роста и увеличивает скорость травления (рис.1).

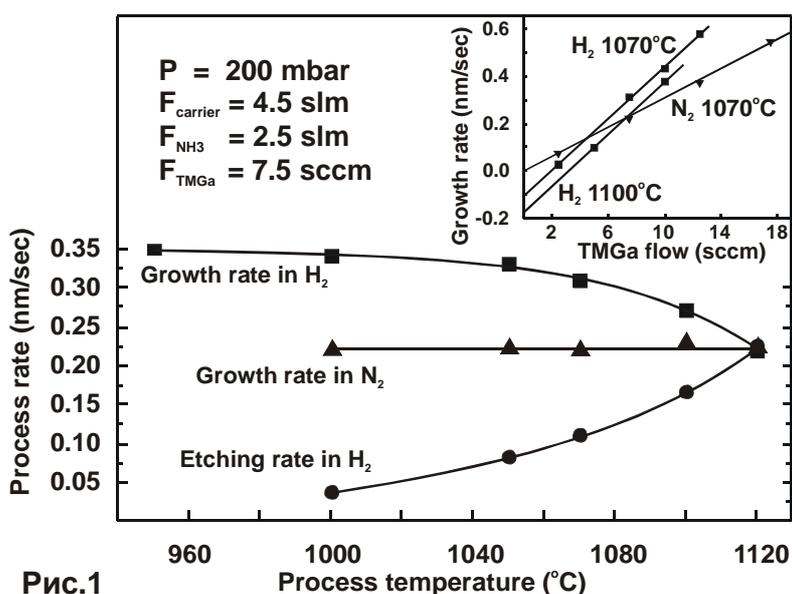
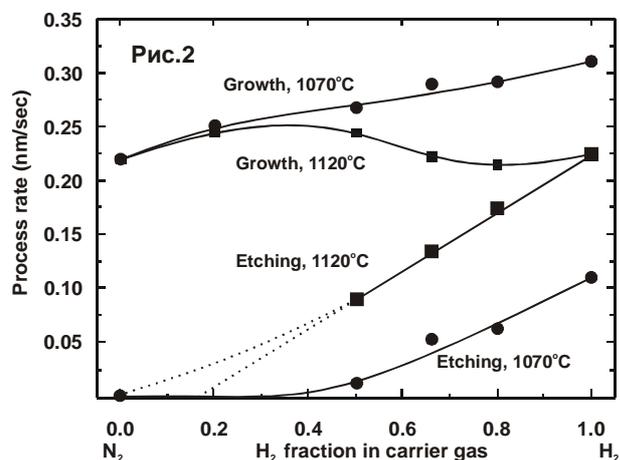


Рис.1

В третьей серии экспериментов в качестве газа-носителя использовалась азот-водородная смесь. Измерялись скорости роста и травления в зависимости от соотношения азота и водорода. В целом, наблюдающиеся зависимости (рис.2) отражают конкуренцию процессов роста и травления: в безводородной атмосфере травление не наблюдается, скорость роста при использовании водорода выше, чем при использовании азота. При температуре 1070 °С зависимость скорости роста от состава газа-носителя монотонно уменьшается с увеличением содержания азота, однако наблюдается некоторая нелинейность (ранее схожие наблюдения были опубликованы в [3]). Скорость травления быстро



уменьшается при увеличении содержания азота в реакторе, и при соотношении азота и водорода 1:1 травление практически не наблюдается. При температуре 1120 °С зависимость скорости травления от состава носит более ровный характер, хотя все равно наблюдается непропорционально быстрое ее уменьшение с увеличением содержания азота. Изменение скорости роста при этой температуре носит сложный, немонотонный характер.

В целом, как нам кажется, на основании полученных результатов можно сделать следующие выводы.

Влияние травления должно учитываться при разработке газотранспортной технологии структур на основе GaN, особенно если во время технологического процесса необходимо производить прерывание роста.

Совпадение скоростей травления, определенных по прямым измерениям, и по экстраполяции зависимости скорости роста от потока ТМГ указывает на то, что пуск ТМГ в атмосферу реактора не влияет на процесс травления, а значит – не изменяет состояние поверхности.

Сильное подавление травления GaN при добавлении азота в атмосферу реактора позволяет поставить под сомнение химическую инертность азота по отношению к процессу травления GaN. Прямое измерение зависимости скорости травления GaN от парциального давления водорода (при неизменном парциальном давлении аммиака) показало, что роль азота не может быть объяснена простым разбавлением водорода.

В заключении авторы благодарят А.В.Фомина и Р.А.Талалаева за плодотворные дискуссии, Ю.П.Яковлева и П.С.Копьева за поддержку данной работы.

[1] – A.V. Sakharov, W.V. Lundin, I.L. Krestnikov, et al., Proceedings of IWN2000, 2000

[2] – Лундин В.В., Сахаров А.В., Цацунчиков А.Ф. и др., ФТП, 2004, Том 38, вып. 6, стр. 705-709

[3] – H.X. Wang, Y. Amijima, Y. Ishihama et al., J. Cryst. Growth, 2001, 233, pp. 681–686

## **ОТЛИЧИТЕЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЦЕНТРОВ И ХАРАКТЕРИСТИК РАЗЛИЧНЫХ СВЕТОДИОДНЫХ СТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ**

**Ф.И. Маняхин**

Московский государственный институт стали и сплавов  
(технологический университет), e-mail: [fman@misi.ru](mailto:fman@misi.ru)

Получены распределения концентрации неподвижных заряженных центров с разрешением по глубине активного слоя до 1 нм в области квантовых ям светодиодных структур синего и зеленого диапазонов спектра на основе AlGaIn/InGaIn/GaN, изготовленных различными фирмами.

Установлена взаимосвязь между особенностями распределений концентрации заряженных центров и характеристиками исследованных диодов.

Анализ распределений и характеристик свидетельствует о положительных тенденциях в разработке конструктивно-технологических параметров светодиодных структур с квантовыми ямами, повышающих их светоотдачу.

## **ПРИЧИНЫ СПАДА ВНЕШНЕГО КВАНТОВОГО ВЫХОДА СВЕТОДИОДОВ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ ПРИ НАПРЯЖЕНИЯХ ПРЯМОГО СМЕЩЕНИЯ, БОЛЬШИХ КОНТАКТНОЙ РАЗНОСТИ ПОТЕНЦИАЛА**

**Ф.И. Маняхин<sup>\*</sup>, А.С. Кодак**

Московский государственный институт стали и сплавов  
(технологический университет), e-mail: [fman@misi.ru](mailto:fman@misi.ru)

Определена взаимосвязь между сопротивлением компенсированного слоя  $R_i$  в области p-n перехода и плотностью прямого тока  $J_{MAX}$ , при которой внешний квантовый выход достигает максимума, для светодиодных структур AlGaIn/InGaIn/GaN синего, зеленого и красного диапазонов спектра и белого свечения.

Установлено, что, чем больше  $R_i$ , тем раньше начинается спад внешнего выхода излучения при дальнейшем повышении плотности тока, и тем быстрее происходит этот спад. Наблюдаемый эффект объясняется влиянием сильного электрического поля на транспорт носителей заряда как в области компенсированного слоя, так и эффектом разделения носителей заряда электрическим полем прямого смещения в квантовых ямах.









# АТОМНО-МАСШТАБНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РОСТА ПЛЕНОК БЛАГОРОДНЫХ МЕТАЛЛОВ НА ПОВЕРХНОСТИ GaN(0001) СО СТРУКТУРОЙ ПСЕВДО 1×1-Ga В УСЛОВИЯХ СВЕРХВЫСОКОГО ВАКУУМА

**Р.З. Бахтизин**

Башкирский государственный университет, 450076, г. Уфа, Россия  
тел: (3472) 503-085, факс: (3472) 236-574; E-mail: [raouf@bsu.bashedu.ru](mailto:raouf@bsu.bashedu.ru)

***К.Х. Ву, Ч.-Ж. Шуе, Т. Нагао, Т. Сакурай***

Институт проблем материаловедения университета Тохоку, г. Сендай, Япония

Использование сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) с атомным раз-решением на линии с камерой молекулярно-лучевой эпитаксии позволило провести *in situ* сравнительные исследования механизмов адсорбции и начальных стадий роста пленок благородных металлов (Ag и Au) на поверхности GaN(0001) со структурой псевдо 1×1-Ga. Такие исследования необходимы для решения важной проблемы- создания контактов к широкозонным полупроводникам, омических и выпрямляющих (барьеров Шоттки).

Эксперименты проводили в условиях сверхвысокого вакуума при комнатной температуре. Атомы обоих металлов характеризуются высокой подвижностью и значительной диффузионной длиной, что ведет к образованию островков большого размера. Обнаружено, что атомы Au проявляют отчетливо выраженную тенденцию к взаимодействию с подложкой и их нанесение приводит к реконструкции поверхности: наблюдались соразмерная структура  $c(2\times 12)$  ( $\alpha$ -фаза) и несоразмерная  $\beta$ -фаза. Фаза  $c(2\times 12)$  - это поверхностный сплав, состоящий из смеси адатомов Ga-Ag на вершине слоя со структурой 1×1-Ga, и его образование связано с фазовым переходом от соразмерной к несоразмерной фазе. В противоположность этому, атомы Ag образуют специфическую “диффузную” область (рис. 1).

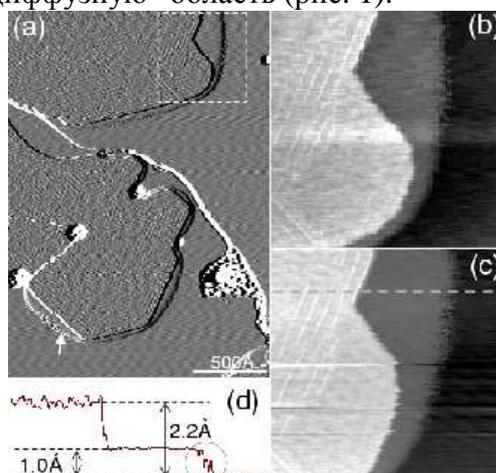


Рис. 1: (а)- СТМ-изображение поверхности со структурой псевдо 1×1-Ga (площадь сканирования  $1600\times 2500\text{Å}^2$ ), покрытой 0.5ML Ag; “диффузная” область, окружающая Ag островок, указана стрелкой. (б)- Увеличенное изображение участка поверхности, выделенного на (а) пунктиром. (с)- Та же самая область сканирования спустя 10 мин. (д)- Профиль сканирования, снятый вдоль пунктирной линии рис. (с); граница диффузной области помечена кружочком.

При этом нанесение Ag не приводит к появлению фаз типа поверхностного сплава, за исключением формирования однофазной двумерной эпитаксиальной пленки, а устанавливается термодинамическое равновесие между атомами Ag в газовой фазе и Ag-

островком: атомы Ag могут отрываться от края островка и входить в диффузную область и наоборот. В результате массоперенос становится гораздо более эффективным.

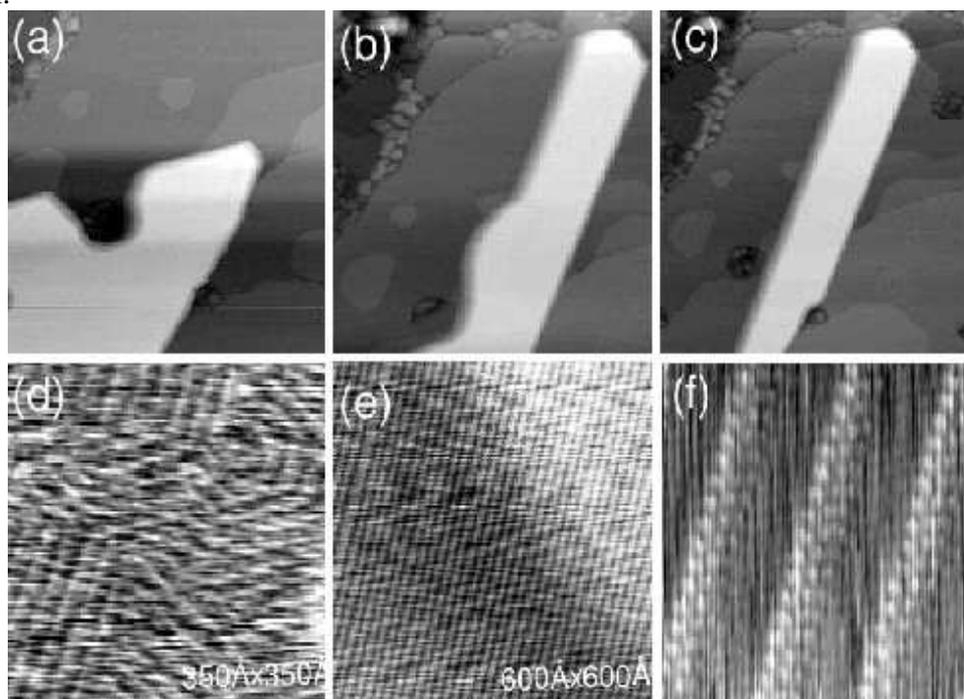


Рис. 2: (a), (b), (c) - СТМ-изображения одного и того же кристалла Ag; изображение (b) получено спустя 70 мин после (a), (c) спустя 20 мин после (b), площадь сканирования соответственно  $2000 \times 2000 \text{ \AA}^2$  (a),  $2400 \times 2400 \text{ \AA}^2$  (b) и  $2400 \times 2400 \text{ \AA}^2$  (c). (d)- начальная стадия образования модуляционной картины на поверхности (a); (e)- картина модуляции  $1 \times 6$ , наблюдавшаяся на поверхностях (b) and (c); (f)- изображение модуляции  $1 \times 6$  с атомным разрешением.

Другая важная особенность – это образование кристаллов Ag линейного типа.

Кроме возникновения островков Ag, в ходе экспериментов часто наблюдалось формирование кристаллов Ag (рис. 2), что требовало сбора всех атомов Ag с площади  $\sim 1 \mu\text{m}^2$ . Показано, что для этого предварительно необходимо было получить поверхностную фазу со структурой псевдо  $1 \times 1$ -Ga достаточно большой площади. В случаях высокой плотности дефектов число таких кристаллов было невелико, поэтому критический размер зародышей для 3D кристаллизации оказывался большим, чем для 2D кристаллизации. Следует также отметить, что в наших экспериментах не наблюдалось проявлений “магической” толщины пленок, обычно связываемой с квантовыми эффектами, а модуляционные картины (рис. 2) радикально изменялись с изменением формы кристалла.

Работа выполнялась при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (РФФИ), грант № 03-02-16402, и Федеральной программы “Поверхностные Атомные Структуры” Министерства промышленности, науки и технологий РФ.

## ПОСЛЕСВЕЧЕНИЕ ВЮРЦИТНЫХ КРИСТАЛЛОВ GaN, ЛЕГИРОВАННЫХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫМИ МЕТАЛЛАМИ (Eu,Sm,Er)

*В.В.Криволапчук, М.М.Мездрогина*  
ФТИ им.А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

*Ю.В.Кожанова*  
С-ПбГПУ, Санкт-Петербург, Россия

Методами измерения стационарных и время разрешенных спектров ближкравой фотолуминесценции оценено влияние распределения примеси и суммарной концентрации дефектов на транспорт неравновесных носителей в нелегированных и легированных редкоземельными металлами (Eu,Sm,Er) вюрцитных кристаллах GaN. Исследовано изменение вида спектра ближкравой фотолуминесценции при варьировании времени задержки. Изменения интенсивности линии, соответствующей излучению экситона, связанного на мелком доноре ( $D^0, x$ ), коррелировали с суммарной концентрацией дефектов в исходной полупроводниковой матрице GaN.

Уменьшение суммарной концентрации носителей коррелирует с послесвечением в исследуемых кристаллах GaN.

Из анализа время разрешенных спектров излучения вюрцитных кристаллов GaN вне зависимости от метода их получения следует, что в запрещенной зоне существует метастабильный уровень, поставляющий дырки в валентную зону.

Дополнительная подсветка Ar лазером ( $\lambda=5145\text{A}$ ) одновременно с регистрацией время разрешенных спектров приводит к их изменению в зависимости от концентрации дефектов. Наибольшее изменение наблюдается в кристаллах с концентрацией носителей  $10^{18}-10^{19}\text{см}^{-3}$ : интенсивность линии излучения, соответствующая излучению экситона, связанного на мелком доноре ( $D^0, x$ ) во время разрешенных спектрах ближкравой фотолуминесценции увеличивается в 1.3 раза при дополнительной подсветке; при уменьшении концентрации носителей в нелегированных кристаллах изменение интенсивности линии излучения на ( $D^0, x$ ) при дополнительной подсветке находится в пределах 10-20%.

В легированных РЗМ (Eu,Sm,Er) кристаллах GaN по сравнению с нелегированными кристаллами наблюдаются значительно меньшие изменения вида спектров при варьировании времени задержки. Причинами меньшего изменения во времени вида спектров могут быть как улучшение пространственной неоднородности, так и наличие эффекта геттерирования дефектов при введении РЗИ в полупроводниковую матрицу.

Показано, что комплексные измерения концентрации и кинетики рекомбинации носителей дают возможность делать корректные оценки параметров широкозонных полупроводников с помощью оптических бесконтактных методов измерений.

На основании результатов данных исследований можно предположить наличие процесса пространственного упорядочения дефектов в кристаллах GaN, легированных РЗИ.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН "Низкоразмерные квантовые структуры"

## СВОЙСТВА ТВЁРДОГО РАСТВОРА AlGaN И ЕГО КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В ЛАЗЕРЕ УФ ДИАПАЗОНА

*М.В. Чукичев*

Физический факультет МГУ им Ломоносова. Москва

*И.Д. Родионов, А.Ф. Осипов\*, А.В. Ильевский*

Научно-технический центр «Реагент». Москва, \*) e-mail: afosipov@gcnet.ru

Твёрдый раствор AlGaN с содержанием AlN более 40% рассматривается как один из перспективных материалов для создания лазеров, излучающих в УФ диапазоне на длине волны короче 300 нм. Для создания лазера с накачкой электронным пучком энергией до 20 кэВ необходимо иметь плёнку твёрдого раствора AlGaN, выращенную на подложке из сапфира или AlN. Толщина плёнки (l) должна превышать глубину проникновения электронов, равную, примерно, 1,5 мкм. Если в твёрдом растворе содержится достаточно мало примесных центров и дефектов, являющихся центрами безызлучательной рекомбинации, то при 300 К эффективно возбуждается краевая катодолюминесценция с энергией примерно равной ширине запрещённой зоны ( $E_g$ ) твёрдого раствора AlGaN. Состоит она из излучательной рекомбинации свободных неравновесных электронов и дырок, а также свободных и связанных экситонов.

В одном из вариантов разрабатываемого лазера, электронный пучок силой тока  $I_{\text{имп}} \approx 10^3$  А, служащий для импульсной накачки образца твёрдого раствора AlGaN, формируется в малогабаритной электронно-оптической системе (ЭОС), которая позволяет получить на поверхности образца сфокусированное электронное пятно диаметром D в пределах 20 мкм.

Оценим концентрацию генерируемых носителей тока в твёрдом растворе AlGaN в предположении, что время жизни неравновесных носителей  $\tau$  примерно равно длительности импульса накачки  $\Delta t_{\text{имп}} = 10^{-9}$  с. При заданных условиях средняя концентрация ( $\Delta n$ ) пар неравновесных носителей может быть оценена по формуле:

$$\Delta n = \frac{I_{\text{имп}} \cdot E \cdot \Delta t_{\text{имп}}}{q \cdot \pi \cdot D^2 \cdot l \cdot \epsilon}, \text{ где}$$

$q = 1,6 \cdot 10^{-19}$  к – заряд электрона,

$E = 2 \cdot 10^4$  В – кинетическая энергия электронов,

$\epsilon \approx 3 \cdot E_g$  – средняя энергия образования электронно-дырочной пары,

$E_g = 4,4$  эВ – ширина запрещённой зоны в твёрдом растворе  $Al_{0,4}Ga_{0,6}N$ .

Подставляя в формулу принятые значения параметров, получаем:

$$\Delta n = 2 \cdot 10^{15} \text{ пар/см}^3$$

Высокий уровень возбуждения, при котором концентрация неравновесных носителей тока в несколько раз будет превышать равновесную концентрацию для указанных параметров электронной накачки, может быть достигнут при удельном сопротивлении твёрдого раствора AlGaN  $\rho \geq 2 \cdot 10^3 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ , если принять, что подвижность  $\mu \approx 100 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ .

Превышение уровня возбуждения катодолуминесценции при указанных параметрах электронной накачки может быть достигнуто за счёт уменьшения диаметра сфокусированного электронного пучка на облучаемой поверхности твёрдого раствора. Предельный диаметр при этом должен быть порядка  $3 \div 5 \text{ мкм}$ , что составляет несколько значений средней длины (L) диффузии неравновесных носителей. В свою очередь, L для твёрдого раствора AlGaN определим, приняв коэффициент диффузии  $D \approx 10 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ . И тогда:

$$L = (D \cdot \tau)^{1/2} = (10 \cdot 10^{-9})^{1/2} = 10^{-4} \text{ см} = 1 \text{ мкм}.$$

С увеличением плотности тока в электронном пятне интенсивность катодолуминесценции растёт по квадратичному закону, причём для рассматриваемого твёрдого раствора AlGaN насыщения интенсивности излучения не обнаружено. Увеличение плотности тока достигается компрессией пучка при условии, что её максимум должен оставаться на оси симметрии электронно-оптической системы.

Однако, в используемых для электронной накачки малогабаритных электронно-оптических системах с электростатической фокусировкой при высокой степени компрессии электронного пучка достаточно сильно проявляются паразитные aberrации, которые искажают круглую форму электронного пятна.

Помимо присущих любой электронно-оптической системе хроматической и сферической aberrациям, при которых максимум распределения плотности тока сохраняет своё положение на оси, наибольшую сложность представляют aberrации астигматизма и комы. Астигматизм и кома связаны с нарушением осевой симметрии при изготовлении деталей и погрешностями их юстировки при сборке электронно-оптической системы.

Для минимизации aberrаций, нарушающих осевую симметрию, с помощью компьютерных методов электронной оптики было проведено моделирование с целью определения предельных величин деформаций электродов и погрешностей их сборки. Компьютерное моделирование траекторий движения электронов проводилось с помощью численного решения дифференциальных уравнений методом Рунге–Кутты. Для анализа плотности тока сфокусированного электронного пучка с учётом кулоновских сил пространственного заряда в аксиально-симметричном самосогласованном поле была использована компьютерная программа решения уравнения Пуассона. А расчёт допусков на малые деформации заряженных поверхностей фокусирующих электродов проведён с помощью трёхмерной компьютерной программы решения уравнения Лапласа в вариациях. В частности, в результате моделирования установлено, что эллиптичность фокусирующего электрода диаметром 5 мм должна находиться в пределах  $10 \dots 30 \text{ мкм}$ .

Выводы. В докладе показано, что для создания лазера на твёрдом растворе AlGaN с электронной накачкой, наряду с увеличением скорости генерации неравновесных носителей путём повышения плотности тока в сфокусированном электронном пучке, необходимо совершенствование кристаллической структуры плёнок твёрдого раствора с целью повышения внутреннего квантового выхода катодолуминесценции и понижения порога генерации, в частности с помощью гетероструктур, содержащих квантовые ямы.

# ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ НИТРИДА АЛЮМИНИЯ В ОБЛАСТИ 5–40 эВ

***В.В. Соболев, М.А. Стерхова***

Удмуртский государственный университет 426034, г.Ижевск,  
ул. Университетская 1, [sobolev@uni.udm.ru](mailto:sobolev@uni.udm.ru)

Наиболее полную информацию об оптических свойствах и электронной структуре содержит обширный комплекс из 10 фундаментальных оптических функций ( $R$ ,  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_2$ ,  $n$ ,  $k$ ,  $-\text{Im}\epsilon^{-1}$  и др.). Для AlN при поляризации  $E \perp c$  известны экспериментальный спектр отражения  $R(E)$  и теоретический спектр  $\epsilon_2(E)$  в области 4–40 эВ [1]. На их основе рассчитали два варианта спектров полных комплексов – экспериментально-расчетный (1) и теоретико-расчетный (2). Расчеты выполнены с помощью специальных компьютерных программ и использовании соотношений Крамерса-Кронига [2] (рис. 1, 2).

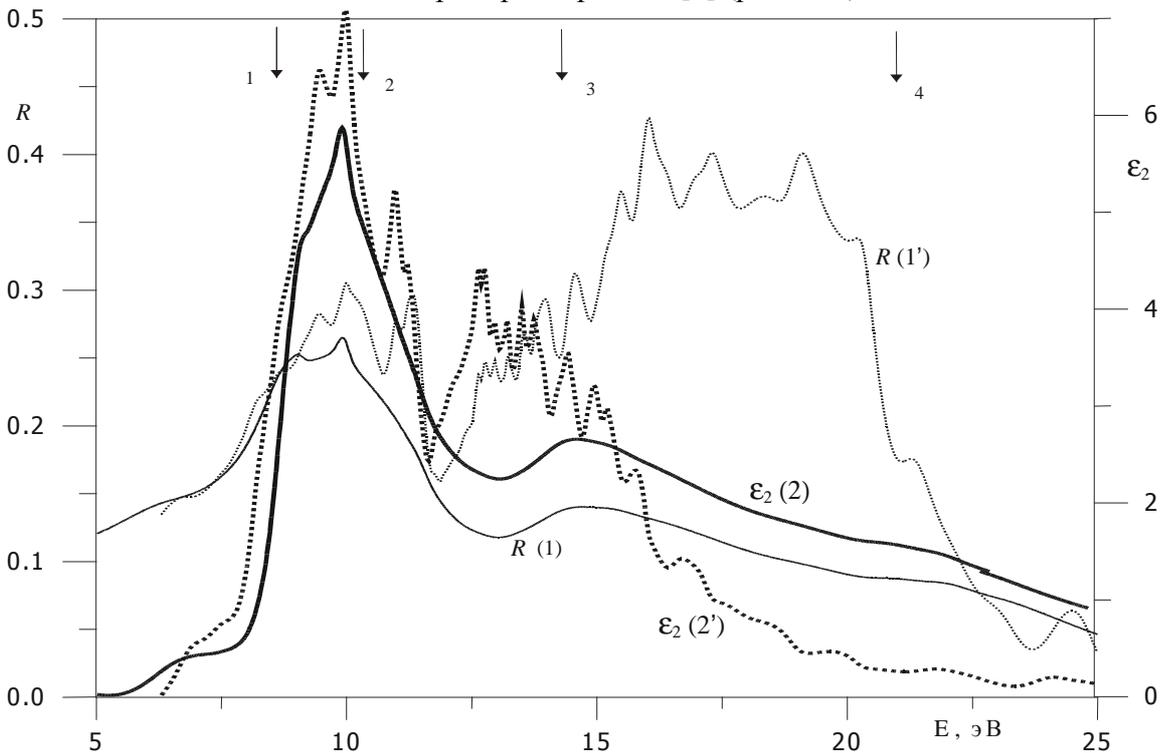


Рис. 1. Экспериментальный (1) и теоретико-расчетный (1')  $R(E)$ , экспериментально-расчетный (2) и теоретический (2')  $\epsilon_2(E)$  AlN

Сопоставление спектров оптических функций обоих вариантов свидетельствует о существенных расхождениях между экспериментальными и теоретическими данными в области  $E > 11$  эВ. Установлены особенности спектров комплекса оптических функций: 1) спектры  $\epsilon_2$ ,  $\mu$ ,  $k$  аналогичны по структуре и содержат максимумы  $\sim$  при 9.91, 21.88, 10.0, 37.33 эВ; 2) спектры  $R$ ,  $\epsilon_1$ ,  $n$  аналогичны по структуре и содержат максимумы при  $\sim$  9.91, 8.68, 8.74 эВ; 3) максимумы спектров группы  $\epsilon_2$  ( $\mu$ ,  $k$ ) смещены относительно максимумов группы  $R$  ( $\epsilon_1$ ,  $n$ ) на 0–0.15 эВ ( $E < 10$  эВ), на 0.24–1 эВ ( $E > 10$  эВ); 4) наибольшие значения функций равны  $R=0.27$  (9.91 эВ),  $\epsilon_2=5.7$  (9.91 эВ),  $\epsilon_1=7.89$  (8.68 эВ),  $k=1.27$  (9.91 эВ);  $\mu=0.14 \cdot 10^7 \text{ см}^{-1}$  (21.88 эВ); 5) максимумы объемных  $E_{pv}$  и поверхностных  $E_{ps}$  плазмонов расположены, соответственно, при 24.46 и 22.33 эВ.

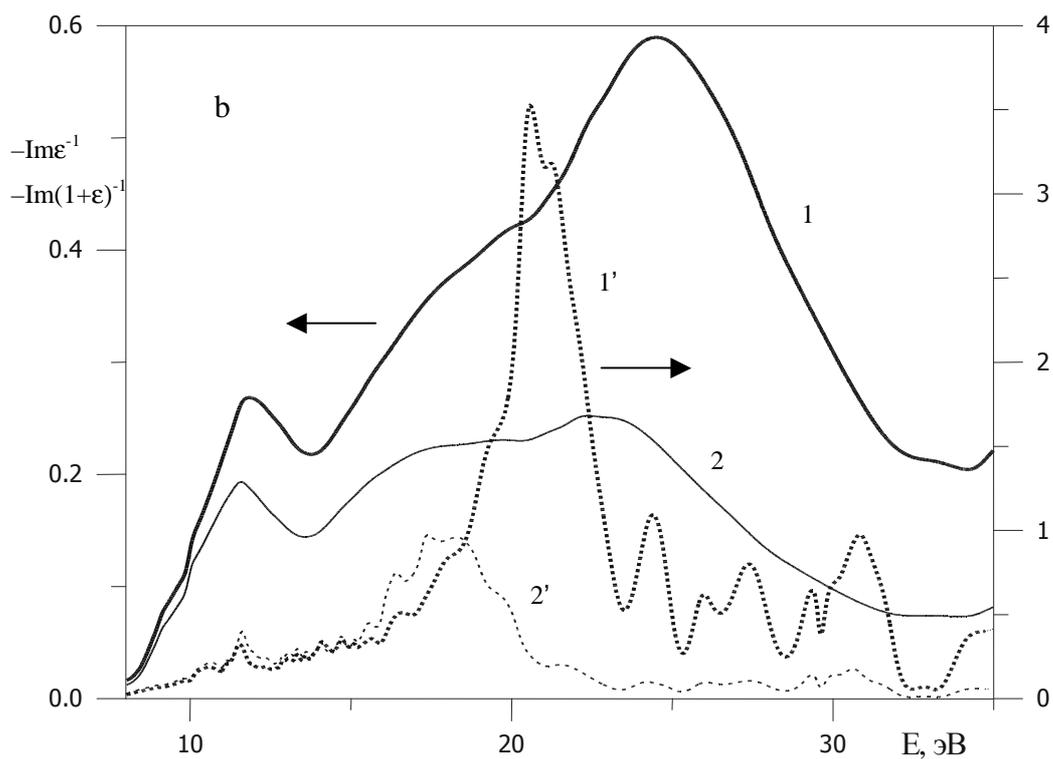
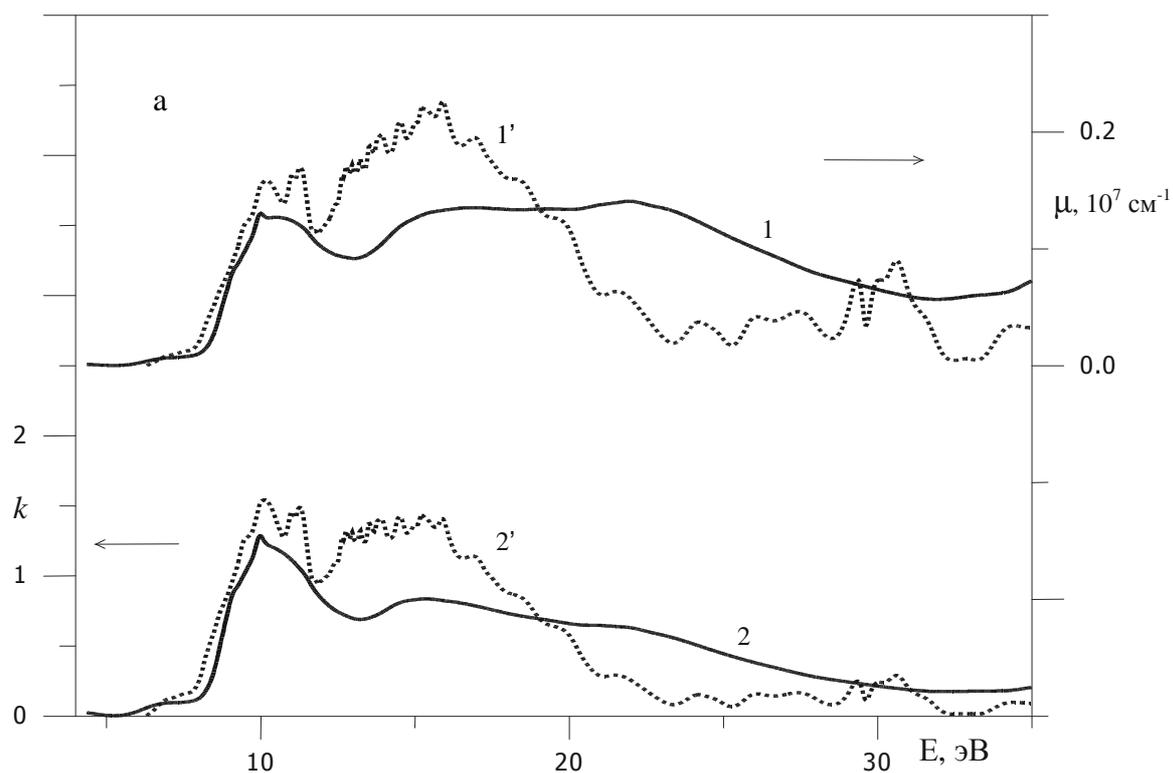


Рис. 2. Экспериментально-расчетные (1, 2) и теоретико-расчетные (1', 2') спектры коэффициента поглощения  $\mu(E)$  (а, 1, 1'),  $-\text{Im}\epsilon^{-1}$  (1,1'),  $-\text{Im}(1+\epsilon)^{-1}$  (2,2') (b) AlN.

1. S.L.Loughin, R.H.French, W.Y.Ching, Y.N.Xu. Appl.Phys.Lett., 63, 9, 1182 (1993).
2. В.В.Соболев, В.В.Немошкаленко. Методы вычислительной физики в теории твердого тела. Наукова думка, Киев (1988). 424 с.

## ВЗАИМОСВЯЗЬ СПЕКТРОВ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ С УСЛОВИЯМИ ГАЗОФАЗНОГО ХИМИЧЕСКОГО СИНТЕЗА НИТРИДА ГАЛЛИЯ ИЗ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ГАЛЛИЯ И ХЛОРИДА АММОНИЯ

*Грузинцев А.Н., Редькин А.Н.\*, Тацкий В.И., Маковей З.И., Якимов Е.Е.*

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, 142432  
Московская обл., г. Черноголовка, Институтская ул., д.6 ([arcadii@ipmt-hpm.ac.ru](mailto:arcadii@ipmt-hpm.ac.ru))

Толстые поликристаллические пленки нитрида галлия получены методом газофазного химического синтеза с использованием металлического галлия и хлорида аммония в качестве исходных компонентов. Синтез осуществлялся в многоступенчатом реакторе за счет одновременного протекания двух последовательных стадий. На первой стадии при температуре 480<sup>0</sup>С происходило взаимодействие жидкого галлия и продуктов сублимации хлорида аммония (NH<sub>3</sub>+HCl) с образованием моноаммиаката трихлорида галлия. По мере образования, пары последнего током высокочистого азота переносились в высокотемпературную зону (T = 1000<sup>0</sup>С), где протекал пиролиз GaCl<sub>3</sub>NH<sub>3</sub> с образованием нитрида галлия.

Согласно электронно-микроскопическим исследованиям образцы, полученные в разных местах высокотемпературной зоны, имеют существенные различия. На образцах, полученных в начале высокотемпературной зоны, преобладает «пирамидальная» форма кристаллитов. По мере смещения вглубь зоны увеличиваются размеры кристаллитов, меняется их форма, одновременно более совершенной становится огранка. На образцах, расположенных еще дальше наряду с редкими относительно крупными кристаллами с правильной огранкой наблюдается слой более мелких (размером около 1 мкм) кристаллитов, образовавшихся, по-видимому, в результате вторичных процессов.

Еще более отчетливо различия проявляются в спектрах фотолюминесценции образцов, дающих информацию не только о кристаллическом совершенстве материала, но и о составе его примесных и собственных точечных дефектов. У образцов, полученных в начале высокотемпературной зоны с «пирамидальной» формой кристаллитов свечение очень слабое. В нем преобладает желтая полоса с максимумом при 570 нм, обычно связываемая в нитриде галлия с протяженными дефектами кристаллической структуры типа дислокаций и малоугловых границ поликристаллических зерен. По мере смещения вглубь зоны роста и увеличения размеров кристаллитов в спектрах ФЛ образцов начинает преобладать синяя полоса люминесценции с максимумом при 450 нм. Это наиболее распространенная для GaN полоса связана с вакансиями азота [1]. На образцах, расположенных еще дальше с относительно крупными кристаллами правильной огранки наблюдается интенсивный экситонный пик с максимумом при 380 нм. Присутствующие в спектре желтая и красная полосы с максимумами при 560 нм и 610 нм, соответственно, вероятно обусловлены наличием мелких дефектных кристаллитов. Исследования распределения люминесценции по поверхности образца с помощью люминесцентного микроскопа МЛД-1У11 фирмы «Ломо» свидетельствуют, что экситонное свечение характерно именно для крупных кристаллов с правильной огранкой. Это говорит не только об их совершенной кристаллической структуре, но и хорошей стехиометрии [2]. По мере дальнейшего смещения вглубь зоны роста в спектрах свечения образцов GaN при комнатной температуре остается лишь один экситонный пик, неоднородно уширенный и состоящий из нескольких более узких пиков. Видимо, в данном случае речь идет о связанных на донорных и акцепторных дефектах экситонах с различной энергией связи. На образцах, полученных в конце высокотемпературной зоны, наблюдается как уширение экситонного пика из-за увеличения числа точечных дефектов, так и появление желтой и красной полос ФЛ, связанных с ростом числа дислокаций и малоугловых границ в поликристаллах GaN.

Указанные различия в спектрах люминесценции объясняются характером процессов, протекающих в высокотемпературной зоне. В начале высокотемпературной зоны образование нитрида галлия обусловлено сильно неравновесной реакцией пиролиза паров моноаммиаката трихлорида галлия (1), протекающей с высокой скоростью:

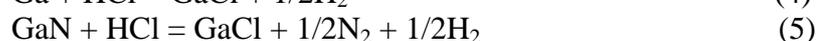


Одновременно при этой температуре могут протекать нежелательные побочные реакции (2) и (3), приводящие к снижению скорости осаждения нитрида галлия из-за разложения аммиака и образованию дефектов в растущем материале

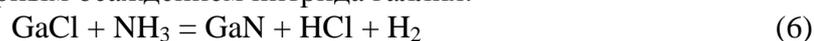


Для частичного подавления этих реакций в качестве газа-носителя использовался азот, скорость подачи которого обеспечивала его более чем 20-ти кратный избыток по отношению к остальным компонентам.

По мере продвижения вдоль высокотемпературной зоны, вследствие протекания реакции (1), происходит падение концентрации паров  $\text{GaCl}_3\text{NH}_3$  и нарастание концентрации  $\text{HCl}$ . Это приводит к снижению скорости роста нитрида галлия. Одновременно существенную роль в процессе синтеза начинают играть реакции с участием хлористого водорода (4) и (5):



а также реакция взаимодействия монохлорида галлия с аммиаком (6), сопровождающаяся повторным осаждением нитрида галлия:



Следует отметить, что дополнительный аммиак, необходимый для протекания реакции (6), образуется на первой стадии синтеза, что позволяет избежать использования внешнего источника  $\text{NH}_3$ . Благодаря тому, что реакции (5) и (6), в первую очередь, приводят к травлению дефектных областей в растущем материале, одновременно со снижением скорости роста наблюдается улучшение кристаллической структуры и стехиометрии продукта синтеза.

Таким образом, описанный двухстадийный процесс с использованием металлического галлия и хлорида аммония в качестве единственных исходных компонентов можно успешно применять для газофазного химического синтеза нитрида галлия. Оптимальная с точки зрения экситонного свечения область роста расположена примерно в 8-14 см от края высокотемпературной зоны. В этом месте спектры люминесценции наших образцов не уступают спектрам лучших эпитаксиальных пленок  $\text{GaN}$ , полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии [2]. Очевидно, что происходящий в предложенном методе рост крупных кристаллов с правильной огранкой дает структурно совершенный материал, пригодный для получения лазерной генерации в ультрафиолетовой области спектра.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 04-02-16437.

[1] А.Н. Грузинцев, У. Кайзер, И.И. Ходос, В. Рихтер. Неорг. материалы, **37** (7), 704 (2001).

[2] А.Н. Грузинцев, У. Кайзер, И.И. Ходос. Неорг. материалы. **37** (7), 720 (2000).

# СЛОЖНАЯ СТРУКТУРА ПЕРЕХОДОВ AlN В ОБЛАСТИ 8–30 эВ И ИХ ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ

***В.В. Соболев, М.А. Стерхова***

Удмуртский государственный университет 426034, г.Ижевск,  
ул. Университетская 1, [sobolev@uni.udm.ru](mailto:sobolev@uni.udm.ru)

На основе экспериментального спектра  $R(E)$  AlN [1] рассчитали спектр  $\varepsilon_2(E)$ , методом объединенных диаграмм Арганда [2] разложили экспериментально-расчетный (1) и теоретический (2) работы [1] спектры на элементарные компоненты и определили их основные параметры: энергии максимумов  $E_i$  и полуширин  $\Gamma_i$  (эВ), амплитуды  $I_i$ , силы осцилляторов  $f_i$  и площади  $S_i$  полос переходов (таблица 1, рис. 1). В результате установлено 21 (в области 8–30 эВ), 25 (в области 8–42 эВ) компонент экспериментально-расчетного  $\varepsilon_2(E)$  и 33 компоненты теоретического  $\varepsilon_2(E)$  в области 8–30 эВ. Предложено приближенное соответствие между компонентами обоих разложений  $\varepsilon_2(E)$ . Установлено их хорошее согласие в области  $E < 12$  эВ и большие разногласия в области больших энергий.

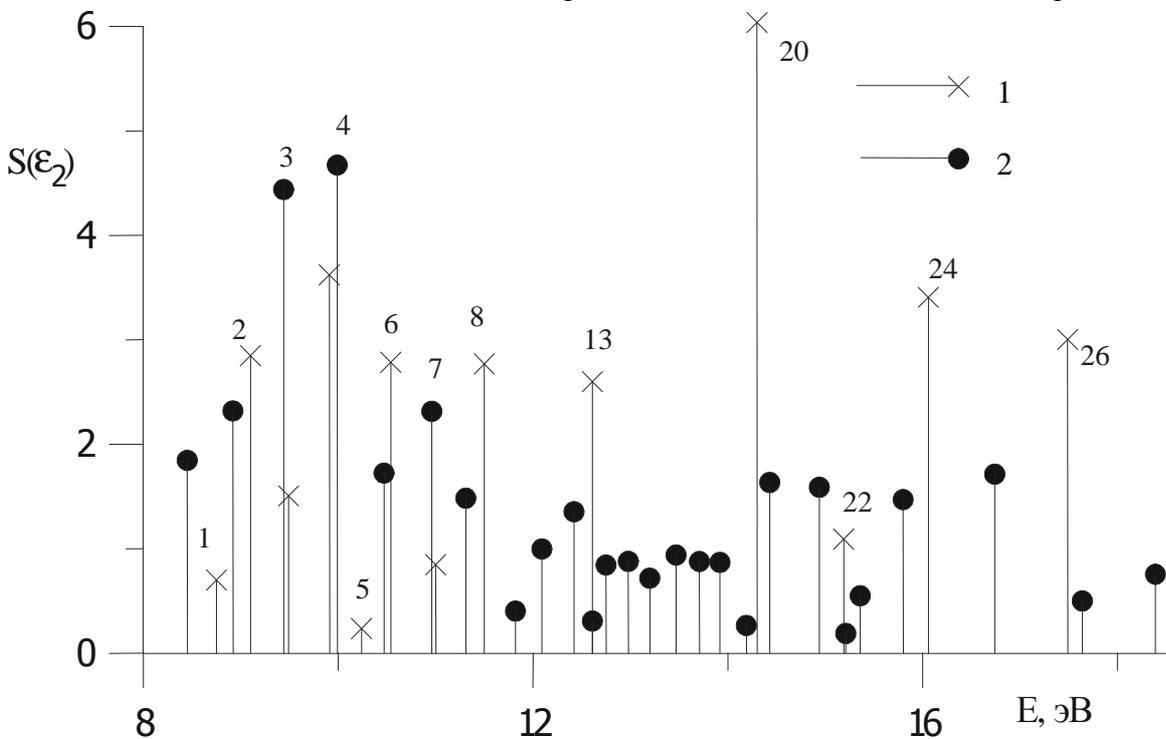


Рис. 3. Сравнение разложений экспериментально-расчетного (1) и теоретического (2) спектров  $\varepsilon_2$  в области энергии 8 – 18.5 эВ.

[1] S.L.Loughin, R.H.French, W.Y.Ching, Y.N.Xu. Appl.Phys.Lett., 63, 9, 1182 (1993).

[2] В.В.Соболев, В.В.Немошкаленко. Методы вычислительной физики в теории твердого тела. Наукова думка, Киев (1988). 424 с.

Таблица 1. Параметры разложений  $\varepsilon_2$  (экспериментально-расчетного – 1 и теоретического – 2) AIN

O <sub>i</sub>	E		Г		f		l		S	
	1	2	1	2	1	2	1	2	1	2
1	8.75	8.45	0.42	0.79	0.28	0.00	1.09	1.53	0.70	1.85
2	9.10	8.92	0.65	0.71	0.72	0.00	2.86	2.14	2.85	2.32
3	9.49	9.44	0.53	0.71	0.25	0.00	1.85	4.06	1.50	4.44
4	9.91	9.99	0.64	0.64	0.44	0.13	3.66	4.75	3.62	4.67
5	10.24		0.26		0.02		0.58		0.24	
6	10.54	10.47	0.77	0.55	0.25	0.15	2.35	2.04	2.78	1.72
7	11.00	10.96	0.54	0.49	0.07	0.18	1.00	3.02	0.84	2.31
8	11.50	11.31	1.16	0.46	0.20	0.11	1.56	2.08	2.77	1.48
9'		11.82		0.30		0.03		0.87		0.40
10'		12.09		0.43		0.07		1.50		1.00
11'		12.42		0.45		0.09		1.93		1.35
12'		12.61		0.19		0.02		1.03		0.31
13	12.61	12.75	1.83	0.27	0.17	0.05	0.94	2.00	2.60	0.84
14'		12.98		0.34		0.05		1.67		0.88
15'		13.20		0.27		0.04		1.70		0.72
16'		13.47		0.30		0.05		2.00		0.94
17'		13.71		0.33		0.05		1.69		0.88
18'		13.92		0.36		0.05		1.57		0.87
19'		14.19		0.24		0.01		0.71		0.26
20	14.30	14.43	2.48	0.46	0.37	0.08	1.64	2.30	6.04	1.63
21'		14.94		0.49		0.08		2.07		1.59
22	15.19	15.21	1.76	0.20	0.06	0.01	0.41	0.61	1.09	0.19
23'		15.36		0.37		0.03		0.95		0.55
24	16.06	15.80	2.10	0.61	0.16	0.07	1.07	1.56	3.41	1.47
25'		16.74		1.11		0.08		1.00		1.71
26	17.49	17.64	2.04	0.86	0.13	0.02	0.97	0.38	3.00	0.50
27	18.85	18.39	1.77	1.08	0.08	0.04	0.70	0.45	1.89	0.76
28	19.93	19.83	1.71	0.99	0.06	0.02	0.59	0.30	1.54	0.46
29	21.40	21.84	2.32	1.66	0.13	0.03	0.90	0.19	3.19	0.49
30	22.51		0.96		0.01		0.26		0.38	
31	23.56	24.15	2.18	1.04	0.08	0.01	0.63	0.15	2.09	0.23
32	25.09		1.69		0.04		0.38		0.98	
33	26.56	26.16	1.78	1.04	0.03	0.02	0.33	0.19	0.89	0.30
34'		27.51		1.21		0.02		0.18		0.34
35	28.90	29.31	3.08	0.46	0.06	0.02	0.31	0.35	1.43	0.25
36'		30.00		0.42		0.01		0.23		0.15

## ВОЗМОЖНОСТИ МЕТОДА НАВЕДЕННОГО ТОКА ДЛЯ ХАРАКТЕРИЗАЦИИ GaN

*О.А. Солтанович, Е.Б. Якимов\**

ИПТМ РАН, Черноголовка, yakimov@ipmt-hpm.ac.ru

Н.М. Шмидт

*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, С-Петербург*

Метод наведенного электронным пучком тока (НТ) в растровом электронном микроскопе в настоящее время широко применяется в диагностике полупроводниковых структур для исследования неоднородностей распределения электрических свойств, выявления и исследования свойств протяженных дефектов, а также для измерения такого важного параметра полупроводниковых материалов как диффузионная длина неравновесных носителей заряда [1-3]. Ранее было показано [3-5], что в эпитаксиальных слоях GaN при определенных условиях может быть получено латеральное разрешение порядка 100 нм, что позволяет исследовать свойства индивидуальных протяженных дефектов даже при их плотности, превышающей  $10^9 \text{ см}^{-2}$ . Из сравнения экспериментально измеренных и рассчитанных профилей контраста дислокаций, перпендикулярных поверхности, в режиме НТ была оценена рекомбинационная активность таких дислокаций и показано, что в исследованных структурах они практически не влияют на эффективную диффузионную длину  $L_{\text{eff}}$ . Таким образом, вопрос о природе центров, определяющих величину  $L_{\text{eff}}$ , остался открытым. Кроме того, возникает вопрос о новых возможностях метода НТ при характеристике структур с субмикронными значениями  $L_{\text{eff}}$ .

В настоящей работе исследованы возможности метода НТ для характеристики структур на основе GaN. Исследования проводились на эпитаксиальных слоях GaN, выращенных методом MOCVD, толщиной 3 мкм и концентрацией электронов  $1-40 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Плотность дислокаций в исследованных структурах варьировалась в диапазоне  $10^8-2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ . Подвижность электронов в лучших из исследованных структур достигала  $600 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$  при комнатной температуре. Исследования проводились в растровом электронном микроскопе JSM-840A (Jeol). Барьеры Шоттки, создавались напылением тонких слоев Ni и Au. Пространственное распределение скорости генерации электронно-дырочных пар рассчитывалось методом Монте-Карло.

Прежде всего, следует отметить, что распределение времени жизни неравновесных носителей заряда даже в самых лучших из исследованных структур достаточно неоднородно. При этом, неоднородность распределения  $L_{\text{eff}}$  определяется не столько неоднородностью распределения дислокаций, которые заметно повышают локальную скорость рекомбинации, сколько неоднородностью распределения других дефектов, которая проявляется на

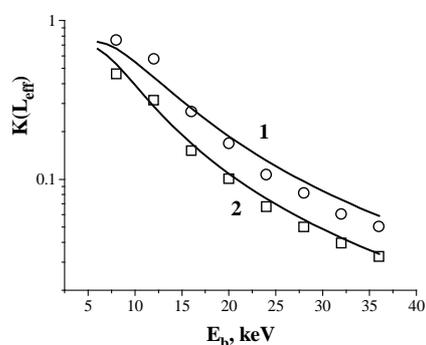


Рис. 1. Зависимости  $K(L_{\text{eff}})$  от  $E_b$ , двух областях с различающимися значениями НТ.

изображениях в режиме НТ в виде латеральной вариации «фона». Для количественной характеристики этих вариаций из зависимости НТ от энергии пучка [5] в областях с размерами порядка  $1 \text{ мкм}^2$  были определены значения  $L_{\text{eff}}$ . Вследствие высокой плотности дислокаций и их относительно слабого влияния на  $L_{\text{eff}}$  усреднение по такой площади позволяет практически полностью нивелировать влияние неоднородности распределения дислокаций и получить информацию о распределении наиболее эффективных рекомбинационных дефектов. Рис.1, на котором приведены зависимости вероятности собирания неравновесных носителей  $K(L_{\text{eff}})$  от энергии электронов для двух близко расположенных областей, различающихся

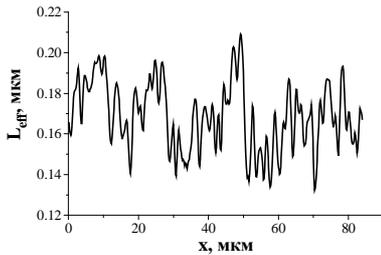


Рис. 2. Распределение  $L_{\text{eff}}$  в GaN.

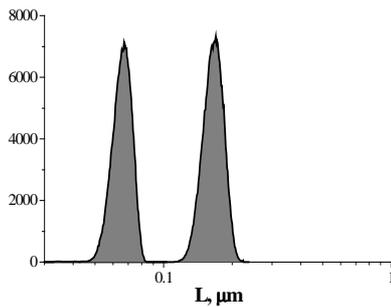


Рис. 3. Гистограммы распределения  $L_{\text{eff}}$  по площади  $100 \times 100$  мкм<sup>2</sup> в двух структурах GaN.

сигналом НТ, демонстрирует масштаб неоднородности  $L_{\text{eff}}$  в исследованных структурах. Подгонка этих зависимостей дает для  $L_{\text{eff}}$  значения 120 и 60 нм, т.е. даже в достаточно близких областях значения  $L_{\text{eff}}$  могут отличаться в два раза. Могут быть также получены профили распределения  $L_{\text{eff}}$  по линии (Рис.2) или гистограммы такого распределения по некоторой площади (Рис.3), которые также позволяют оценить как средние значения  $L_{\text{eff}}$ , так и неоднородность ее распределения.

Поскольку величина  $L_{\text{eff}}$  в исследованных структурах слабо зависит от плотности дислокаций, была предпринята попытка найти корреляцию между величиной  $L_{\text{eff}}$  и концентрацией точечных дефектов, определенной методом релаксационной спектроскопии глубоких уровней (DLTS), при измерениях на разных образцах и/или на разных диодах одного образца. Выявлена качественная корреляция между значениями  $L_{\text{eff}}$  и концентрацией центров с уровнем  $E_c - 0.54$  эВ, однако концентрация этих центров слишком мала, чтобы объяснить измеренные значения  $L_{\text{eff}}$ , используя разумные значения для сечения захвата неосновных носителей заряда.

В заключение, авторы выражают благодарность В.В. Лундину за любезно предоставленные структуры для исследований и В.В. Сироткину за разработку программы для моделирования контраста дислокации. Работа частично финансировалась Министерством промышленности, науки и технологий РФ по программе "Физика твердотельных наноструктур" и РФФИ (грант 04-02-16994-а).

- [1] Н. J. Leamy. J. Appl. Phys., **53**, R51 (1982).
- [2] Е.Б. Якимов. Изв. РАН, сер.физ., **56**, 31 (1992).
- [3] Е. В. Yakimov, J. Phys.: Condens. Matter., **14**, 13069 (2002).
- [4] N.M. Shmidt, O. A. Soltanovich, A. S. Usikov, E. B. Yakimov, E. E. Zavarin. J. Phys.: Condens. Matter. **14**, 13285, 2002.
- [5] Е.Е. Заварин, С.И. Зайцев, В.В. Сироткин, А.С. Усиков, Н.М. Шмидт, Е.Б. Якимов. Поверхность, № 3, 11 (2003).

## ОПТИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ НИТРИДОВ АЛЮМИНИЯ И ГАЛЛИЯ

*В.В.Смирнов*

Московский государственный институт электронной техники  
(Технический университет), 124498, Москва, проезд 4806, дом 5

E-mail: [svv@miee.ru](mailto:svv@miee.ru)

Исследование оптических свойств нелегированных и легированных слоев индивидуальных нитридов и их твердых растворов позволило оценить влияние технологических параметров, примесей, структуры на оптические свойства.

Спектры поглощения эпитаксиальных слоев  $(11\bar{2}0)$  и  $(11\bar{2}6)$  нитрида алюминия существенно различны для разных взаимных ориентаций слоя и подложки. В случае ориентации слоя  $(11\bar{2}6)$  AlN на поверхности  $(01\bar{1}2)$  Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> край поглощения более пологий. При ориентации слоя  $(11\bar{2}0)$  AlN в спектре появляется широкая бесструктурная полоса дополнительного поглощения, простирающаяся в видимую область спектра. Это поглощение имеет, по-видимому, примесный характер.

В спектрах фотолюминесценции (ФЛ) наблюдалась полоса с максимумом 4,4 эВ, связанная с присутствием примеси. Интенсивная полоса 3,2 – 3,8 эВ в спектрах рентгенолюминесценции при 300 и 85 К предположительно вызывается примесью кислорода.

Спектры ФЛ нелегированных слоев нитрида галлия различного структурного совершенства имели основную полосу 3,42 эВ. С повышением дефектности слоев наблюдается значительное уменьшение эффективности ультрафиолетового излучения и появляется слабая полоса 1,5 – 2,25 эВ с максимумом в области 1,65 – 1,8 эВ. Последняя разделена по методу Аленцева-Фока на составляющие: 1,6; 1,82 и 2,12 эВ, которые можно связать с примесями и дефектами [1]. Это подтверждается тем, что в слоях GaN, выращенных на подслое нитрида алюминия, красное свечение затухает. Полоса 3,36 эВ, по-видимому, связана с кислородным уровнем O<sub>N</sub>, что объясняет ее ослабление при увеличении скорости роста слоев [1].

Ориентация сапфировой подложки, наряду с технологическими параметрами роста, влияет на люминесценцию эпитаксиальных слоев GaN. В слоях, выращенных в оптимальных для каждой из ориентаций технологических режимах, наблюдается близкое спектральное распределение в фиолетовой области.

Влияние параметров процесса на интенсивность краевого излучения существенно меньше в пленках (0001)GaN, поэтому базисная ориентация сапфира более технологична для создания светодиодов. При этом важное значение имеет ориентация подложки. Характер спектрального распределения доминирующего излучения также зависит от разориентации базисной плоскости и является фактором оптимизации процесса осаждения.

Осаждение на буферный подслое нитрида алюминия позволило независимо от ориентации слоя GaN значительно снизить ФЛ в области спектра 1,4 – 2,0 эВ. При этом при комнатной температуре наблюдалось наряду с краевым максимумом 3,42 эВ интенсивное излучение области с максимумом 3,22 эВ. Применение подслоя практически устранило неоднородность легирования цинком по толщине слоя нитрида галлия, тогда как в структурах GaN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> неравномерность легирования могла достигать порядка.

В целом оптические свойства нитридов алюминия и галлия подобны [2]. Отдельные полосы излучения изменяют свое положение и интенсивность в зависимости от состава твердых растворов. С ростом содержания алюминия в твердом растворе полоса 1,45 – 2,25 эВ ослабляется, основная полоса смещается от 3,5 до 3,15 эВ и появляется полоса 4,75 эВ. Это позволило предположить, что с введением алюминия в твердый раствор часть азотных вакансий компенсируется [2].

Как и в случае нелегированного нитрида галлия, люминесцентные свойства GaN:Zn и  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  зависят от разориентации базисной плоскости подложки. Увеличение разориентации от  $1^\circ$  до  $5^\circ$  сопровождается дополнительным увеличением интенсивности ФЛ  $\text{Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{N}$  (в 1,7 – 3 раза) без изменения характера спектрального распределения в области излучения  $1 > 1,9$  эВ [1].

Электролюминесценцию в слоях GaN, легированных цинком, изучали на поверхностно-барьерных диодах с золотыми контактами. Максимум излучения при прямом смещении смещается от 2,25 до 2,5 эВ при увеличении уровня возбуждения, при этом в области 1,6 – 2,1 эВ характер спектра не изменяется, а изменяется только интенсивность.

Диапазон изменения электрофизических параметров нитрида галлия независимо от ориентации слоя составил: сопротивления ( $\rho$ )  $2 \cdot 10^{-2}$  -  $4 \cdot 10^{-4}$  Ом·см; подвижности носителей ( $\mu$ ) 11 – 112  $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ; концентрации носителей  $5 \cdot 10^{18}$  -  $4 \cdot 10^{20}$   $\text{см}^{-3}$ ; сопротивление твердых растворов  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  при  $x < 0,3$  возрастало с увеличением  $x$  практически линейно. При  $x > 0,3$  зависимость  $\rho(x)$  имела нелинейный характер.

Применение изоморфного буферного слоя AlN привело к снижению электропроводности в нитриде галлия на порядок.

Удельное сопротивление структур нитрида алюминия изменилось от  $2 \cdot 10^{12}$  до  $4 \cdot 10^{14}$  Ом·см. Слои с более высокими структурными характеристиками и стехиометричным составом отличались более высоким сопротивлением.

На основании результатов электрофизических измерений слоев нитридов были изготовлены тестовые структуры  $\text{Me}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{Al}_2\text{O}_3$  и  $\text{Me}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}/\text{Al}_2\text{O}_3$ , с помощью которых был реализован фотоприем излучения ближнего ультрафиолетового диапазона при  $0,3 < X < 0,6$ .

1 Добрынин А.В., Слетов М.М., Смирнов В.В. Люминесцентные свойства нитридов галлия и галлия-алюминия //Ж.Прикл.Спектр., 1991, т.55, №5, с.861-863

2 Смирнов В.В. Разработка метода получения гетероструктур на основе нитридов элементов третьей группы и их применение в электронной технике//Дисс. ...канд.техн.наук, М.МИЭТ, 1990.-285с.

# ИЗУЧЕНИЕ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ НИТРИДА ГАЛЛИЯ МЕТОДОМ ЦВЕТНОЙ КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В РЭМ

*Г.В. Сапарин, С.К. Обыден, П.В. Иванников*

Московский государственный университет, Москва, Россия,  
e-mail: petr@ccl.msu.su

*Т.С. Арзунова, А.В. Вольфсон, Е.Н. Мохов*

Физико-технический институт имени А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия.

Нитрид галлия чрезвычайно перспективен для создания различных приборов в оптоэлектронной технике. Однако серьезным препятствием на пути освоения этого полупроводника является отсутствие достаточно совершенных подложек, пригодных для создания на их основе эпитаксиальных структур.

В настоящей работе методом цветной катодолюминесцентной растровой электронной микроскопии (ЦКЛ-РЭМ) изучены особенности люминесценции в толстых эпитаксиальных слоях и объемных кристаллах GaN, выращенных сублимационным сэндвич-методом (ССМ) на подложках SiC, сапфира и AlN. В используемом методе перенос GaN осуществляется от источника к подложке через паровую фазу в отсутствие химического транспортера, при этом разделенные узким зазором (2–10мм), подложка и источник нагреваются в поле с осевым температурным градиентом [1].

Этим методом возможно получение весьма совершенных объемных монокристаллов GaN с высокими скоростями роста вплоть до 1мм/час. Рост проводился в атмосфере аммиака при температуре 1100-1250°C с использованием в качестве источника порошка GaN, металлического Ga или их смеси. Подложками служили монокристаллы SiC политаипа 6H, сапфира и AlN, ориентированные поверхностью (0001)C с углом разориентации менее 5°. Ранее было показано, что монокристаллический рост GaN в таких системах оказывается возможен при высоких скоростях роста, вплоть до 1мм/час.

Люминесцентные свойства выращенных кристаллов GaN сильно различались. По спектру катодолюминесценции (КЛ) все образцы были разделены на 3 группы. Образцы первой группы имели низкую интенсивность КЛ в видимой области спектра. Спектры излучения, характерные для образцов этой группы, имели максимум излучения 3.47 эВ. При этом интенсивность желтой полосы была, по крайней мере, в 10 раз ниже интенсивности краевого излучения. Вторая группа образцов имела интенсивную голубую КЛ с пиком 2.5–2.7 эВ, вероятно обусловленную присутствием примесей Mg или Zn. Третья группа характеризовалась люминесценцией различного спектрального состава с максимумом излучения, лежащего в интервале 2,2 – 2,6 эВ.

Исследования проводились с помощью растрового электронного микроскопа Stereoscan II-МК, оснащенного приставкой для получения изображений в режиме цветной катодолюминесценции (ЦКЛ) в реальных цветах, а также с возможностью получения изображений в режиме композитного контраста ЦКЛ и обратноотраженных электронов (ЦКЛ-ООЭ). Неоднородность люминесценции по спектральному составу, а так же по площади поверхности косвенно характеризует качество материала. Применение композитного ЦКЛ-ООЭ контраста позволило добиться точной привязки неоднородностей люминесценции к топографии образцов, а также позволило точно идентифицировать места световой эмиссии. Для получения более полной картины распределения центров люминесценции нами изучались как поверхность образцов, так и их торцевые шлифы, пересекающие выращенный слой и подложку.

Проведенные исследования выявили на поверхности выращенных кристаллов области с интенсивной желтой КЛ, локализованных вблизи структурных и морфологических дефектов

кристалла – микротрещин, дислокаций, двойников и инверсионных границ доменов. В то же время, вдали от этих дефектов люминесценция была очень слабой. Отклонение от оптимальных условий роста обычно приводило к увеличению эффективности желтой полосы КЛ по сравнению с краевой полосой за счет увеличения суммарной площади люминесцирующих участков поверхности. Кроме желтой КЛ вокруг отдельных структурных дефектов наблюдались также участки с голубым и зеленым свечением.

Неоднородности люминесценции особенно хорошо выявлялась на поперечных срезах эпитаксиальных структур. На границе подложка – эпитаксиальный слой обычно наблюдалось значительное усиление желтой КЛ. Было установлено, что интенсивность желтой люминесценции возрастает с уменьшением скорости роста. Поэтому при непостоянной скорости роста переходной слой распадается на большое число прослоек с различной интенсивностью излучения. Вероятно по этой же причине наблюдается усиление желтой полосы на заключительной стадии кристаллизации. В случае роста слоев GaN на подложках SiC вблизи фазовой границы возникает прослойка с голубой люминесценцией.

Проведено сравнение интенсивности желтой полосы КЛ в эпитаксиальных слоях GaN, выращенных на различных подложках (SiC, AlN и сапфире) при одинаковом направлении роста - [0001]A. Выяснилось, что максимальная толщина интенсивно люминесцирующего слоя наблюдается при росте на подложках из сапфира.

Проводилось сравнение люминесценции в структурах GaN /SiC, выращенных на полярных гранях (0001)C и (0001)Si. Выявлено, что толщина люминесцирующего слоя значительно меньше в структурах, выращенных в направлении [0001]Si.

Обсуждаются причины возникновения неоднородностей люминесценции в выращенных слоях нитрида галлия. Предполагается, что они могут быть вызваны локальными отклонениями от стехиометрии. Действительно, трудно объяснить наличие неоднородностей только за счет изменения уровня легирования примесями или различной плотности дислокаций. Мы не наблюдали также различий в спектрах КЛ при изменении ориентации подложки. Поэтому мы считаем, что основной причиной пространственной неоднородности КЛ является возникновение в процессе роста областей с локальным отклонением от стехиометрии. Можно предположить наличие сложной зависимости нестехиометрии от температуры, скорости подачи аммиака и других факторов. Одной из возможных причин появления желтой КЛ является дефект, включающий в себя вакансию галлия. Различные ассоциаты, содержащие вакансии и примесные атомы могут стимулировать другие полосы КЛ, наблюдаемые в зеленой и голубой областях спектра. Другим фактором, который стимулирует наблюдаемые полосы излучения в видимой области спектра, могут быть напряжения, обусловленные несоответствием параметров решетки GaN и материала подложки.

В заключение отметим, что используемая методика ЦКЛ-РЭМ весьма эффективна для оценки качества выращенных слоев GaN.

1. Yu.A.Vodakov, E.N.Mokhov. Growth of GaN bulk crystals by sublimation sandwich method. In book: *Vacuum Sci. and Techn.Nitrides as seen by the technology*. p.59-77, (2002).

## ПАРАМЕТРЫ ВЮРЦИТНЫХ КРИСТАЛЛОВ GaN, ЛЕГИРОВАННЫХ ТУЛЛИЕМ

*М.М.Мездрогина, В.В.Криволапчук, Д.С.Сизов, С.Н.Родин, Н.М.Шмидт*  
ФТИ и.м.А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург

*Ю.В.Кожанова, Э.Н.Хужакулов, А.В.Иванов, Д.С. Кибальников*  
СПбГПУ, Санкт-Петербург

Ранее было показано, что при легировании кристаллов GaN редкоземельными металлами (Er, Sm, Eu) наблюдаются внутрицентровые f-f переходы, линии излучения которых находятся в видимой- 0,54-0,56 мкм, (Er, Eu) инфракрасной-0,81 мкм (Sm) и далекой инфракрасной –1,54 мкм (Er) областях спектра [1,2]. Показано также, что РЗИ в вюрцитных кристаллах GaN может быть как донором, так и акцептором, что определяется суммарной концентрацией дефектов в исходной полупроводниковой матрице. Интенсивность линий излучения, характерных для внутрицентровых переходов РЗИ в кристаллах GaN, коррелирует с концентрацией дефектов в исходной полупроводниковой матрице - чем меньше концентрация дефектов, тем больше интенсивность линий внутрицентровых переходов.

Было показано также, что механизмы диффузии и легирования кристаллов РЗИ определяются концентрацией дефектов, положением уровня Ферми в полупроводниковой матрице GaN. В случае положения уровня Ферми в запрещенной зоне (малой концентрации дефектов  $<10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) РЗИ, по всей вероятности, встраивается в исходную кристаллическую решетку, вызывая изменение типа связей в ней - от ковалентной, характерной для Ga-N, до ионной – Er-N (РЗИ - азот), поскольку РЗИ является примесью замещения., как было показано в работе [2]. При увеличении концентрации дефектов в матрице ( $n > 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , положение уровня Ферми вблизи дна зоны проводимости) – РЗИ, по-видимому, встраивается в междоменное пространство мозаичной структуры, и в таком случае все изменения параметров кристаллов свидетельствуют об изменениях в данных областях.

Целью данной работы является исследование влияния легирования Tm на параметры вюрцитных кристаллов GaN. Для внутрицентровых f-f переходов Tm имеется набор линий (477, 647, 801) нм, соотношение интенсивностей которых зависит от концентрации дефектов. Как и в работах [1,2], для реализации возможности более широкого варьирования концентрацией дефектов в исходной полупроводниковой матрице использовали кристаллы, полученные двумя различными методиками: методом хлорид-гидридного эпитаксиального роста в открытой системе – ГФЭ (HVPE) и разложением металлоорганических смесей – МОС – гидридная технология эпитаксиального роста (MOCVD). РЗИ в кристаллы были введены с помощью метода диффузии.

Основными источниками информации о концентрации дефектов в исходных кристаллах, также как и в работе [2], являются спектры фотолюминесценции, данные по полуширине кривой дифракционного отражения (по данным рентгеноструктурного анализа).

Концентрация и тип дефектов в исходных и легированных кристаллах оценивалась в исследуемых кристаллах с помощью оптической спектроскопии - спектров ФЛ - интенсивности и положения линий излучения  $D^{\circ}, x$ ,  $A^{\circ}, x$ , ширины линий на полувысоте (FWHM), определению эволюции спектров фотолюминесценции при варьировании интенсивности возбуждения. Для возбуждения фотолюминесценции в стационарном режиме использовали импульсный азотный лазер (ЛГИ –21) – длина волны 3371 А с длительностью импульса (на полуширине)  $\tau \approx 10 \text{ нс}$ .

На основании оптических бесконтактных методов измерений было показано: – в исследованных кристаллах Tm является акцептором; – интенсивность линий излучения характерных для внутрицентровых f-f переходов определяется концентрацией дефектов в исходной полупроводниковой матрице.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН “Низкоразмерные квантовые структуры“

1.В.В.Криволапчук, М.М.Мездрогина, А.В.Насонов, С.В.Родин, ФТТ, 45, вып. 9, 1556, (2003)

2.В.В.Криволапчук, В.В.Лундин, М.М.Мездрогина, А.В.Насов, С.Н.Родин, Н.М.Шмидт, ФТТ,46, вып.5, 814, (2004)

## СПЕКТРЫ ФОТОЭМИССИИ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ GaN С РАЗНЫМ СТРУКТУРНЫМ СОВЕРШЕНСТВОМ

Г.В. Бенеманская, А.И. Бесюлькин, В.В. Лундин, А.В. Сахаров,  
Г.Е. Франк-Каменецкая, Н.М. Шмидт

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН  
Санкт-Петербург, 194021, Россия  
E-mail: Galina.Benemanskaya@mail.ioffe.ru

Несмотря на то, что последнее десятилетие привело к значительным успехам в технологии нитридов III-группы, в такой важной области знаний как явления на поверхности осталось очень много белых пятен. До сих пор остается открытым вопрос о том, является ли отрицательное сродство типичным свойством поверхностей нитридов *p*-типа после напыления цезия. Свойства поверхностей *n*-типа нитридов вообще практически не изучены, хотя они являются неотъемлемой частью приборов на основе этих материалов. Кроме того, по своим структурным особенностям III-нитриды существенно отличаются от традиционных III-V полупроводников, т.к. имеют мозаичную или доменную структуру и высокую плотность дислокаций. В какой мере эти особенности могут повлиять на явления, протекающие на поверхности, до сих пор не выяснено. Хорошо известно, что фотоэмиссионные исследования поверхности позволяют получать детальную информацию об ее электронных свойствах.

В связи с этим, в данной работе проведено исследование фотоэмиссионных свойств эпитаксиальных слоев GaN *n*-типа проводимости, выращенных методом эпитаксии из металлоорганических соединений на сапфировых подложках (0001) и отличающихся степенью структурного совершенства из-за разных режимов роста буферного слоя. Фотоэмиссионные исследования проводились *in situ* в сверхвысоком вакууме  $P < 1 \times 10^{-10}$  Торр при комнатной температуре. На образцы GaN(0001) напылялись субмонослойные покрытия Cs. Изучались спектры интегральных фотоэмиссионных токов (фотовыхода) при возбуждении *s* и *p*-поляризованным светом по методике [1]. Кроме того, были исследованы спектры фотолюминесценции и морфология поверхности методами атомно-силовой микроскопии. Для характеристики структурного совершенства наряду с традиционными методиками был использован ранее разработанный метод [2], позволяющий охарактеризовать систему протяженных дефектов (включающую высокую плотность дислокаций и мозаичную структуру) с помощью мультифрактальных параметров, таких как уровень самоорганизации и степень упорядоченности мозаичной структуры ( $\Delta$ ). При этом было показано [3], что слои, классифицированные по параметру  $\Delta$ , отличаются по характеру релаксации системы протяженных дефектов. Наиболее структурно совершенные слои имеют значения  $\Delta < 0.340$  и для них характерным является релаксация системы протяженных дефектов с когерентным согласованием доменов мозаичной структуры с образованием дилатационных границ и низкой плотностью дислокаций  $10^8 \text{ см}^{-2}$ , для структурно несовершенных слоев значения  $\Delta > 0.35$  и типичным является релаксация системы протяженных дефектов с образованием большого количества дислокационных стенок на границах доменов мозаичной структуры и на 1-2 порядка большая плотность дислокаций. Для слоев с промежуточными значениями  $\Delta$  наблюдаются и тот, и другой тип границ доменов. В данной работе были исследованы фотоэмиссионные спектры двух типов образцов: I тип имел значения  $\Delta = 0.320$ , плотность дислокаций  $10^8 \text{ см}^{-2}$  и подвижность электронов  $600 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ , II-тип имел значения  $\Delta = 0.340$ , плотность дислокаций  $10^9 \text{ см}^{-2}$  и подвижность электронов  $300 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ . Слои имели толщину 3 мкм и концентрацию электронов  $(1-3) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ .

Исследования спектров пороговой фотоэмиссии показало, что адсорбция Cs приводит к резкому уменьшению работы выхода до 1.35 эВ при покрытии 0.5 монослоев Cs. для того и

другого типа образцов. При этом возникает фотоэмиссия при возбуждении в области прозрачности GaN. Было установлено, что фотоэмиссия появляется при напылении Cs и на том и на другом типе образцов. Однако, квантовый выход фотоэмиссии эпитаксиального слоя с хорошо упорядоченной мозаичной структурой почти на порядок выше. Следует отметить, что сравнение величины квантового выхода на этих образцах было проведено при равных работах выхода. Наблюдаемое уменьшение величины квантового выхода на менее структурно совершенном слое может быть обусловлено следующими факторами: захватом части эммитированных электронов дислокационными доменными стенками, присутствие которых в большом количестве характерно для слоев с менее упорядоченной мозаичной структурой, а также более слабой интерференцией света из-за плохо отрелаксировавшей границы раздела эпитаксиальный слой–сапфир.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 04-02-17621 и гранта в рамках программы 1-1152 “Создание и исследование атомных структур” Миннауки РФ.

1. G.V.Benemanskaya, D.V.Daineka and G.E.Frank-Kamenetskaya, *J. Phys.Condens. Matter.***11** , (1999) 6679
2. N.M.Shmidt, V.V.Emtsev, A.G.Kolmakov, A.D.Kryzhanovsky, W.V.Lundin, D.S.Poloskin, V.V.Ratnikov, A.N.Titkov, A.S.Usikov, E.E.Zavarin. *Nanotechnology*, **12**, (2001) 471-474.
3. A.V.Ankudinov, A.I.Besyulkin, A.G.Kolmakov, W.V.Lundin, V.V.Ratnikov, N.M.Shmidt, A.A.Sitnikova, A.N.Titkov, A.S.Usikov, E.B.Yakimov, E.E.Zavarin, R.V.Zolotareva. *Physica B*, **340-342** (2003) 462-465.

## КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ КРИСТАЛЛОВ ОКСИДА ЦИНКА, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ КАК ПОДЛОЖКИ ДЛЯ ЭПИТАКСИАЛЬНОГО РОСТА GaN

*С.Д.Колониус, М.В.Чукичев.*

МГУ им. М.В.Ломоносова, Физический Факультет, 119992 Москва, \*[scon383@mail.ru](mailto:scon383@mail.ru)

Исследованы спектры катодолюминесценции объемных кристаллов оксида цинка (ZnO), выращенных методом газофазной эпитаксии и гидротермальным методом для создания гетероструктур ZnO/GaN.

Сравнение спектров КЛ образцов кристаллов показывают, что при 300К все они состоят из двух полос: ультрафиолетовой с  $\lambda_{\text{макс.}} \approx 380\text{нм}$  и широкой зеленой с  $\lambda_{\text{макс.}} \approx 510\text{нм}$ . Однако, при одинаковых условиях возбуждения ультрафиолетовая полоса наиболее интенсивна в образцах кристаллов, полученных газофазным методом. В этих же образцах интенсивность краевой полосы в ее максимуме значительно больше интенсивности зеленой полосы.

## РЕЛАКСАЦИЯ СИСТЕМЫ ПРОТЯЖЕННЫХ ДЕФЕКТОВ В НИТРИДАХ III-ГРУППЫ

*А.В. Анкудинов, Е.Е. Заварин, Р.В. Золотарева, А.Г. Колмаков, В.В. Лундин,  
В.В. Ратников, А.А. Ситникова, А.Н. Титков, Н.М. Шмидт*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН

Санкт-Петербург, 194021, Россия

E-mail: Natalia.Schmidt@mail.ioffe.ru

Исследованию дислокаций в нитридах III-группы посвящено достаточно большое количество работ. Существенно меньшее внимание уделяется исследованию мозаичной (доменной) структуры (МС), типичной для нитридов гексагональной модификации. При этом, как правило, МС и высокая плотность дислокаций рассматриваются независимо. В данной работе показано, что прорастающие дислокации и МС — это единая система протяженных дефектов (СПД). Релаксация этой системы в эпитаксиальных слоях GaN и светоизлучающих структурах на основе MQW InGaN/GaN, выращенных на (0001) сапфировых подложках методом MOCVD и является предметом исследования данной работы. Для характеристики СПД наряду с традиционными методами рентгеновской дифрактометрии и просвечивающей электронной микроскопии (ТЕМ) были использованы системные параметры, такие как уровень самоорганизации и степень упорядоченности ( $\Delta$ ) МС. Эти параметры определены по ранее разработанной методике из результатов исследования морфологии поверхности методами атомно-силовой микроскопии (АСМ) с обработкой данных методами мультифрактального анализа. Вид поверхностей с разным  $\Delta$  представлен на рис. 1 (хорошо упорядоченная МС,  $\Delta = 0.320$ ) и на рис. 2 (плохо упорядоченная  $\Delta = 0.360$ ). Классификация по параметру  $\Delta$  позволила установить, что релаксация СПД с хорошо упорядоченной МС происходит путем когерентного согласования доменов МС с образованием дилатационных границ (рис. 3,5) с одновременным снижением плотности вертикальных винтовых дислокаций (ВВД), благодаря образованию ступеней роста, а релаксация СПД с плохо упорядоченной МС происходит с образованием большого количества дислокационных доменных стенок, содержащих вертикальные краевые дислокации (ВКД), и формированием крупных агломератов доменов в областях, примыкающих к ВВД (рис. 4,6). Из рис. 5 и 6 видно, что плотность ВКД выше, чем ВВД, а для слоев с плохо упорядоченной МС выше на порядки. При этом очевидно, что количественные оценки в терминах плотности дислокаций весьма приблизительны. Наиболее важные факторы, ответственные за релаксацию СПД: подготовка подложки, размер зародышей зародышевого слоя и его толщина, режим перехода от низкотемпературной стадии к высокотемпературной. Весьма существенным обстоятельством является то, что релаксация СПД происходит не только на начальных стадиях роста и можно обеспечить релаксацию дислокационных доменных стенок на последующих стадиях, используя такие приемы, как введение в буферный слой низкотемпературного слоя AlN, AlGaIn, InGaIn или решеток InGaIn/GaN. Большинство приемов способствует релаксации границ доменов путем прямой аннигиляции дефектов антиподов, либо создания дополнительных ступеней роста благодаря изменению направления ВВД под действием напряжений, вводимых твердым раствором. Все составляющие СПД так или иначе отражают процессы релаксации, но наиболее полно — морфология поверхности. Ранее проведенные исследования показали, что характер релаксации СПД определяет электрические и оптические свойства III-нитридов.

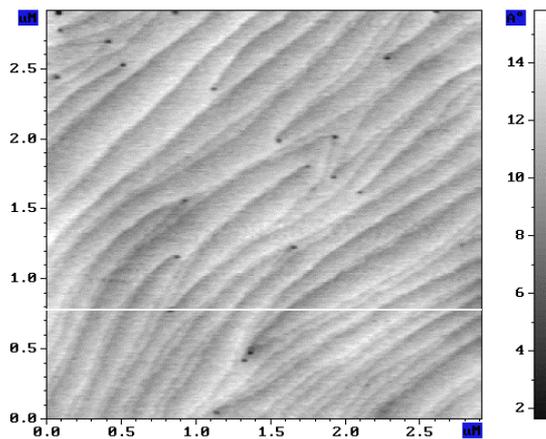


Рис. 1 АСМ изображение поверхности слоев GaN с  $\Delta=0.32$

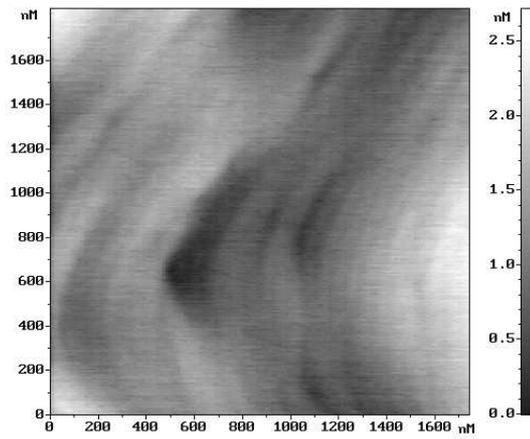


Рис. 2 АСМ изображение поверхности слоев GaN с  $\Delta=0.36$

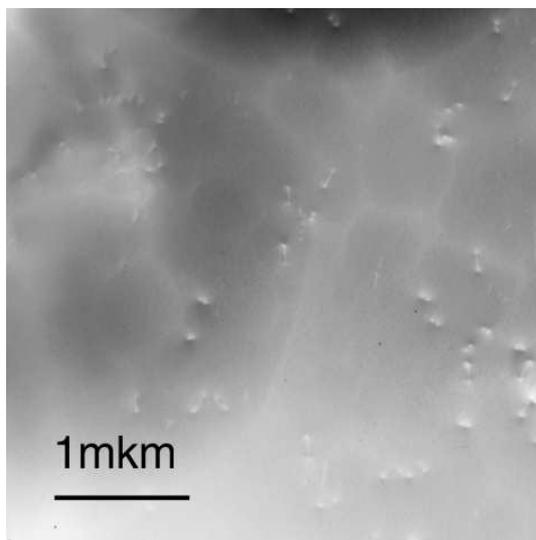


Рис. 3 Дилатационные границы

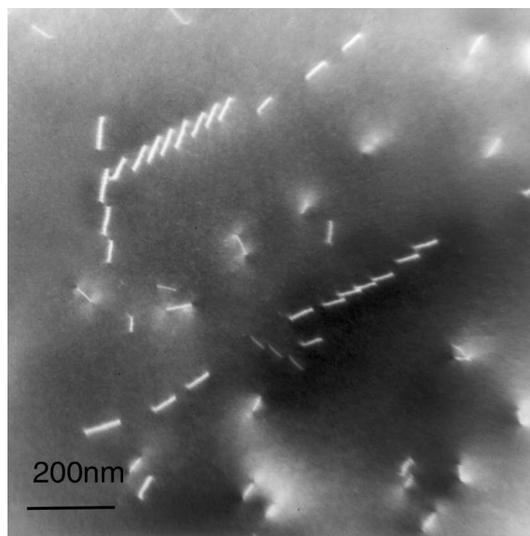


Рис. 4 Дислокационные стенки

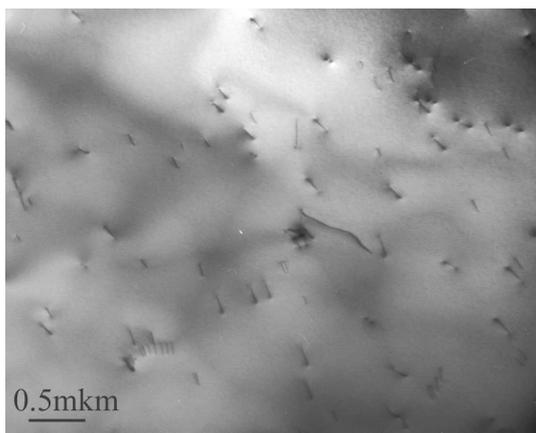


Рис. 5. ТЕМ изображение слоя GaN с  $\Delta=0.32$ .

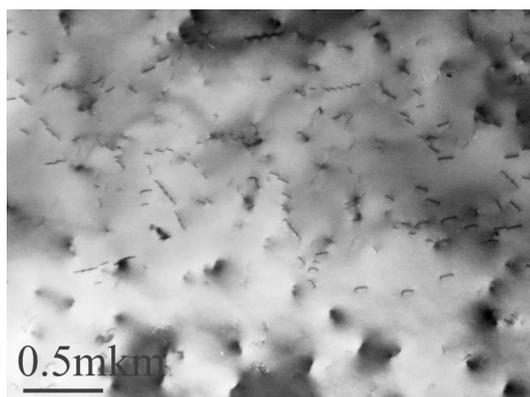


Рис. 6. ТЕМ изображение слоя GaN с  $\Delta=0.35$ .

Работа выполнена в рамках программы «Новые материалы».

# ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР GaN/InGaN

*А.В. Говорков, Н.Б. Смирнов, А.Я. Поляков\*, М.Г. Мильвидский*  
ФГУП "Гиредмет", Москва, 109017, Б. Толмачевский пер., д. 5.  
E-mail:polyakov@girmet.ru

*In-Hwan Lee, Cheul-Ro Lee*

School of Advanced Materials Engineering and Research Institute of Advanced Materials  
Development, Chonbuk National University, Duckjin Dong 1, Chonju 561-756, Chonbuk, Korea

Изучены ВАХ, ВФХ, адмиттанс-спектры, спектры РСГУ и МКЛ структур с множественными квантовыми ямами (МКЯ) GaN/InGaN (5 ям, ширина ямы 3 нм, барьера – 15 нм), аналогичных светодиодным структурам на длину волны 465 нм, за тем исключением, что вместо верхнего контактного слоя р-типа проводимости на МКЯ был нанесен слой нелегированного GaN толщиной 60 нм. Структуры были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии на сапфировых подложках.

В ВАХ диодов Шоттки, изготовленных на таких структурах, при прямом смещении наблюдается ступенька, связанная с

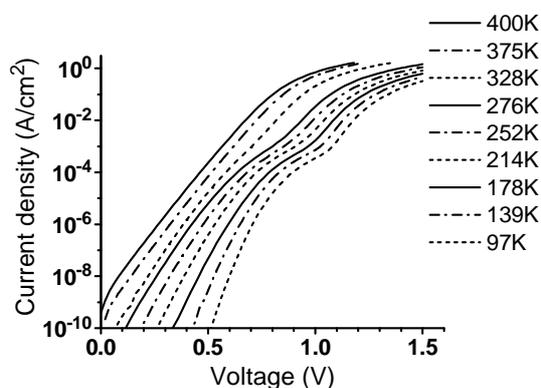


Рисунок 1. ВАХ диодов Шоттки при разных температурах.

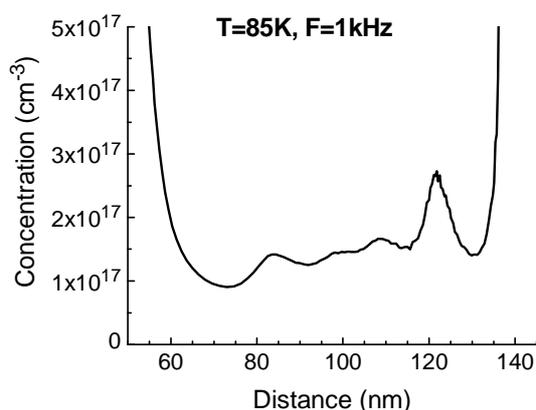


Рисунок 2. Профиль концентрации в области МКЯ, полученный из низкочастотной ВФХ.

наблюдается ступенька, связанная с прохождением тока через область квантовых ям (Рис.1). Эта ступенька явно выражена при низких температурах, а при нагреве образца до 400К ступенька исчезает и ВАХ имеет вид обычной диодной характеристики с коэффициентом качества 1,2. Емкость диодов сильно зависит от частоты и температуры: на низких частотах и при высокой температуре измеряется емкость, соответствующая толщине крышки GaN, а при низких температурах (высоких частотах) – толщина крышки GaN плюс толщина области МКЯ. Анализ температурных и частотных зависимостей емкости и проводимости диодов с помощью адмиттанс-спектроскопии дает энергию активации, равную 20 мэВ. Это означает, что указанные изменения емкости определяются термически активированным туннелированием электронов через МКЯ. Методом ВФХ измерена концентрация носителей в буферном слое, равная  $4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , что хорошо совпало с ожидаемым значением. На Рис.2 (расстояние отсчитывается от барьера Шоттки) представлен профиль распределения концентрации в области МКЯ. Профиль получен на частоте измерительного сигнала 1 кГц, когда туннелирование между соседними ямами достаточно быстро и область МКЯ туннельно прозрачна для электронов. На рис.2 различимо 4 КЯ. Концентрация растет в глубину при приближении к легированному буферному слою. По-видимому, рост концентрации к поверхности (легированный буфер) – это пятая

КЯ. В таком случае самые большие концентрации измеряются в самой нижней и в самой верхней ямах. В нижней яме это легко объяснить автолегированием из буфера. Что касается верхней ямы, возможно, это вызвано высокой концентрацией электронов в крышке GaN.

В спектрах РСГУ с оптической инжекцией носителей (голубой светодиод на GaN/InGaN или УФ дейтериевая лампа) наблюдался пик от дырочных ловушек с энергией 0,9 эВ и сечением захвата  $1,3e-12\text{cm}^2$ , часто наблюдаемых в нелегированных слоях n-GaN [1]. В спектрах обычного РСГУ при температуре примерно 140К наблюдается пик от электронной ловушки с энергией 0,3 эВ, а при высоких температурах всегда наблюдается отрицательный сигнал, по-видимому, связанный с неоднородностью электрического поля в исследуемых структурах. Это предположение подтверждается результатами измерений

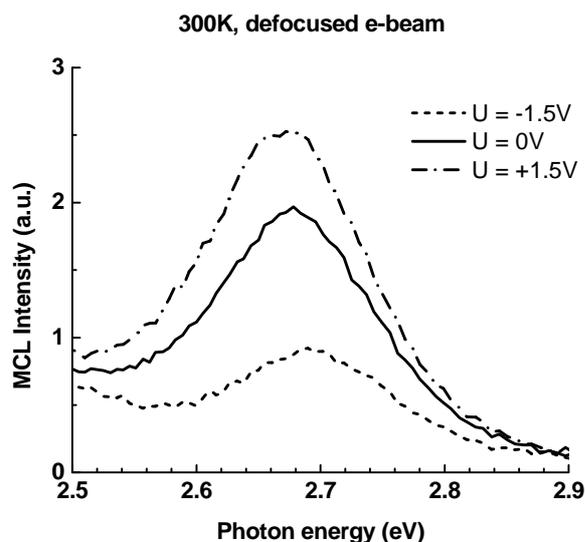


Рисунок 3. Зависимость полосы МКЛ из области МКЯ от смещения на барьере Шоттки.

внутри ям. В таком случае направление электрического поля в ямах противоположно полю барьера Шоттки, а в спектрах РСГУ сигнал из квантовых ям будет отрицательным. Наблюдаемые эффекты, по-видимому, связаны с пьезоэлектрическим полем.

Работа во ФГУП «Гиредмет» выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 04-02-16510).

#### Список литературы.

1. A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, A.V. Govorkov, Z.-Q. Fang, D.C. Look, R.J. Molnar, A.V. Osinsky. *J. Appl. Phys.* **91**, 6580(2002)
2. А.В. Говорков, А.Я. Поляков, Н.Б. Смирнов. *Поверхность. Рентген. синхротр. и нейтр. исслед.* №10, 6(2002)

## СВОЙСТВА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУР ДЛЯ СВЕТОДИОДОВ НА ОСНОВЕ GAN

*А.Ф. Цацульников, В.В. Лундин, А.В. Сахаров, Д.С. Сизов, В.С. Сизов, А.В. Фомин,*  
Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Россия, andrew@beam.ioffe.rssi.ru

*Ю.Г. Мусухин, D Gerthsen*

Laboratorium für Elektronenmikroskopie, Universität Karlsruhe, Germany

*И.Л. Крестников<sup>1</sup>, Н.Н. Леденцов<sup>2</sup>, А. Hoffmann, D. Bimberg*  
*Institut für Festkörperphysik, Technische Universität Berlin, Germany*

*1 on leave from A.F. Ioffe Physico-Technical Institute, at present time - NSC-Nanosemiconductor GmbH, Germany*

*2 on leave from A.F. Ioffe Physico-Technical Institute, Russia*

Развитие технологии эпитаксиального роста структур на основе нитрида галлия за последние 10 лет привело к возможности использования светодиодов в качестве источников света для освещения, архитектурной подсветки, в сигнальных устройствах большого радиуса действия: светофорах, дорожных табло и т.п. Основным условием применения светодиодов в качестве элементной базы светотехнических устройств, является реализация высокой выходной оптической мощности, превышающей на 3-4 порядка традиционный для светодиодов милливаттный диапазон и конкурентоспособность источников света на основе светодиодов с традиционными источниками на основе ламп накаливания и люминесцентных ламп. Для создания эффективных твердотельных источников освещения необходима разработка эпитаксиальных структур, дающих возможность создавать светодиоды, работающие при высоких плотностях тока, высоких температурах и имеющие длительный срок службы.

Для удовлетворения этих требований необходимо преодолеть следующие проблемы:

- Сместить область максимальной эффективности излучения в сторону высоких плотностей тока, в отличие от большинства коммерческих структур, которые имеют максимум эффективности в области токов 10-20 мА.
- Подавить термический выброс носителей из активной области светоизлучающих приборов, приводящий к падению выходной мощности светодиодов при увеличении температуры в условиях высокой плотности тока.
- Уменьшить сдвиг максимума излучения структур при увеличении плотности протекающего через структуру тока.
- Снизить плотность дислокаций в структуре.

Для преодоления указанных выше проблем мы исследовали методы создания и свойства структур с активной областью на основе массива InGaN/GaN квантовых точек (КТ). Потенциально КТ позволяют реализовать следующие преимущества: возможность реализации излучения с заданной длиной волны при меньшей средней концентрации In; слабый сдвиг длины волны излучения при увеличении накачки; подавления транспорта носителей в область дислокаций за счет трехмерной локализации. В настоящей обзоре приведены результаты исследования структурных и оптических свойств КТ, формирующихся при осаждении сверхтонких внедрений InGaN в матрице GaN, и созданных на их основе, приборных (светодиодных и лазерных) структур. Показана возможность преодоления указанных выше проблем путем оптимизации активной области InGaN/GaN. Приведены результаты исследований способов понижения плотности дислокаций в светодиодных структурах и влияние плотности дислокаций на интенсивность излучения.

Исследованные структуры были выращены на установках Aix2000HT и Epigrip VP-50 RP на сапфировых подложках с ориентацией (0001). Для всех исследованных структур активная область, в которой происходит рекомбинация носителей, состояла из нескольких сверхтонких слоев InGaN толщиной, разделенных барьерами GaN. Были выращены и

исследованы структуры, имеющие различную геометрию, при ограничении активной области с обеих сторон либо слоями GaN, AlGa<sub>N</sub> или сверхрешетками AlGa<sub>N</sub>/GaN.

Структурные свойства InGa<sub>N</sub>/GaN были исследованы методом просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения с последующей цифровой обработкой изображений. Было показано, что при определенных условиях осаждения сверхтонких слоев InGa<sub>N</sub> формируются локальные области, обогащенные по In (КТ), имеющие латеральные размеры 4-5 нм. Показано, что формирование КТ сильно зависит от технологических режимов эпитаксиального роста. Увеличение температуры осаждения InGa<sub>N</sub> приводит к увеличению плотности КТ и незначительному уменьшению их латеральных размеров, а отношения потоков V/III группы сильно влияет на плотность КТ и слабо влияет на их размеры.

Формирование КТ в активной области может быть стимулировано использованием специальных методов обработки растущего InGa<sub>N</sub> слоя непосредственно в процессе эпитаксиального роста. Изображения просвечивающей электронной микроскопии свидетельствуют о том, что оптимизацией технологических параметров можно сильно влиять на геометрические размеры КТ и локальное содержание In, приводя к его значительному увеличению, в то время как среднее содержание In в слоях InGa<sub>N</sub> уменьшалось. Применение данных методов в течение эпитаксиального роста светодиодных структур позволило значительно увеличить эффективность излучения в области малых токов, что свидетельствует о понижении плотности дефектов, формирующихся в активной области и, соответственно, об улучшении структурного качества. Кроме того, локальное увеличение концентрации In в КТ приводит к более эффективной трехмерной локализации носителей и, соответственно, к подавлению транспорта неравновесных носителей в области дислокаций, что также увеличивает эффективность излучения в области малых токов.

Формирование InGa<sub>N</sub>/GaN КТ приводит к особенностям в поведении времени излучательной рекомбинации. Проведенные исследования спектральной зависимости времени излучательной рекомбинации в структурах с InGa<sub>N</sub>/GaN КТ, излучающими в различных спектральных диапазонах, показали сильную зависимость времени рекомбинации от длины волны излучения. Наблюдалось значительное увеличение времени рекомбинации при смещении длины волны излучения в коротковолновую сторону. Результаты исследования спектров излучения при резонансном возбуждении фотолюминесценции подтвердили предположение о том, что в структурах InGa<sub>N</sub>/GaN рекомбинация происходит через локализованные состояния.

Как отмечалось выше, одной из проблем в создании мощных светодиодов и лазеров является высокая плотность дислокаций в структурах на основе нитрида галлия. Нами были проведены исследования возможности уменьшения плотности дислокаций путем осаждения в течение роста буферного слоя GaN промежуточных слоев InGa<sub>N</sub>, зарощенных тонким слоем AlGa<sub>N</sub> с последующей термической обработкой. Для визуализации дислокаций использовался метод селективного травления структур. Исследования ямок травления показало, что при оптимальных параметрах роста слоев InGa<sub>N</sub> и AlGa<sub>N</sub> возможно уменьшение плотности ямок травления в 2-3 раза. Применения данного метода при росте светодиодных структур позволило увеличить эффективность излучения в области малых плотностей тока, что непосредственно свидетельствует об улучшении структурного качества светодиодных структур.

На основании полученных результатов была проведена оптимизация технологии роста структур и выращены лазерные структуры и исследована лазерная генерация при оптической накачке. Продемонстрирована лазерная генерация в различных спектральных диапазонах, вплоть до длины волны 450 нм.

# СТАЦИОНАРНЫЕ И ВРЕМЯ РАЗРЕШЕННЫЕ СПЕКТРЫ ФОТО- И ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В СТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ InGaN/GaN

*В.В.Криволапчук, В.В.Лундин, М.М.Мездрогина, Д.С.Сизов*  
ФТИ им.А.Ф.Иоффе РАН, г.Санкт-Петербург, Россия

*А.В. Иванов*  
С-ПбГПУ, г.Санкт-Петербург, Россия

В последние годы обширные исследования структур с квантовыми ямами на основе гетероструктур InGaN/GaN привели к созданию ряда светоизлучающих приборов на различные величины длин волн в видимой области спектра - в синей 470 нм, зеленой – 520-560нм, красной – 600-650 нм. Как известно, эффективность работы данных приборов определяется транспортом носителей заряда, т.е. величинами их времени жизни и подвижностью.

Целью работы было исследование методами бесконтактной оптической спектроскопии характеристик излучения и выяснение корреляции между доступными для изучения параметрами структур и эффективностью их излучения. В общем случае основными параметрами, характеризующими излучение, являются: спектральное положение максимума излучения, ширина на полувысоте (FWHM), интенсивность и время затухания интенсивности. Ясно, что эти характеристики взаимосвязаны и обусловлены как свойствами материала, так и особенностями конкретных образцов.

Спектральное положение для структур с квантовыми ямами определяется (в первую очередь) шириной ям и составом материала (для системы InGaN/GaN – содержанием In). Полуширина линии излучения отражает степень совершенства гетерограниц наноструктуры. Интенсивность излучения, также как и его затухание, зависит от соотношения вероятностей излучательных и безызлучательных каналов рекомбинации и транспорта возбуждений к центрам безызлучательной рекомбинации.

В стационарных спектрах в синей области, отвечающей излучению из квантовых ям, наблюдается достаточно интенсивная неоднородно уширенная линия. Необходимо сказать, что вид спектра излучения качественно не изменяется до  $T=300\text{K}$ . Это обусловлено большой шириной запрещенной зоны и наличием конфаймента для носителей. В задержанных спектрах наблюдаются драматические изменения в зависимости от температуры и времени задержки.

Обращает на себя несколько важных особенностей этих спектров: 1–наличие излучения заметной интенсивности на больших временах задержки ( $10^{-4}$  сек., однако для прямых дипольно-разрешенных переходов характерное время составляет величину, порядка  $10^{-8}$  сек.); 2–появление в пределах неоднородно уширенной линии излучения дублетной структуры, состоящей из сравнительно узких линий; 3–само наличие коротковолновой компоненты дублета; 4–нетривиальная эволюция спектрального положения линий дублета с изменением температуры.

При рассмотрении общей энергетической схемы квантовых ям при наличии поперечного электрического поля (перпендикулярного слоям) и при условии большой величины напряженности поля следует учитывать перенормировку энергетической структуры в области ям и модифицирование оптических переходов.

Величина перенормировки определяется также и положением уровней размерного квантования в ямах. Проведенный расчет показал, что в ямах шириной 20-30 Å и содержании индия в пределах 10-20% уровни квантования находятся у дна ямы. Следует заметить, что наличие узких долгоживущих компонент дублета свидетельствует об участии в формировании спектра локализованных состояний. Важно то, что на основании анализа

поведения линий дублета удалось впервые экспериментально наблюдать особенности формирования излучения в квантовых ямах на основе III-нитридов.

Действительно, при уменьшении температуры происходит увеличение энергетического интервала между компонентами, причем обе компоненты сдвигаются в разные стороны. Такое коррелированное поведение означает наличие внешнего фактора, действующего одинаковым образом на излучающие состояния.

Ключом к пониманию этой ситуации является известное свойство III-нитридов – существование сильных пьезоэлектрических полей. Наличие поля способствует локализации носителей на флуктуациях границ, вызванных разными причинами. Рассматривая эволюцию компонент дублета с температурой, можно предположить, что такое поведение обусловлено изменением напряжений в материале при изменении температуры, которое приводит к изменению напряженности пьезоэлектрического поля.

Исследовалось влияние электрического поля на спектр фотолюминесценции – регистрировались задержанные спектры при приложении обратного напряжения. Оказалось, что внешнее поле приводит к гашению коротковолновой компоненты. Показана зависимость спектра ФЛ при разных уровнях фотовозбуждения, что объясняется разной степенью экранировки при разной концентрации носителей. Можно предположить, что в формировании спектров свободных состояний барьера принимают участие инжектированные дырки.

В задержанных спектрах электролюминесценции также проявляются особенности, обусловленные локализованными состояниями. При малых уровнях инжекции линия в задержанных спектрах уширяется за счет вклада локализованных состояний, которые являются причиной заметного неоднородного уширения. При больших уровнях инжекции вклад локализованных состояний проявляется в виде “плечиков“, интенсивность которых невелика вследствие ограниченной величины плотности этих состояний и обусловленного этим процесса насыщения.

Таким образом, показано: 1 – использование оптических методов исследований дает возможность получения информации об особенностях структур с квантовыми ямами на основе InGaN/GaN; 2 – впервые экспериментально определена роль встроенных пьезоэлектрических полей в формировании спектра излучения в структурах с квантовыми ямами InGaN/GaN.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН “Низкоразмерные квантовые структуры“.

## СЛАБАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ В ДВУМЕРНОМ ЭЛЕКТРОННОМ ГАЗЕ В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ AlGaN/GaN

*А. Г. Погосов\**, *М. В. Буданцев*, *Р. А. Лавров*,  
*В. Г. Мансуров*, *В. В. Преображенский*, *К. С. Журавлев*

Институт физики полупроводников СО РАН.

630090 Новосибирск, пр. академика Лаврентьева, 13. \*E-mail: [pogosov@isp.nsc.ru](mailto:pogosov@isp.nsc.ru)

В настоящее время гетероструктуры AlGaN/GaN являются предметом интенсивного изучения. Это обусловлено главным образом возможностями их практического применения. С другой стороны, качество получаемых гетероструктур этого типа значительно возросло за последние несколько лет, что позволяет проводить систематические исследования двумерного электронного газа (2ДЭГ) в них. Важными особенностями гетероперехода AlGaN/GaN, отличающими их от широко изучаемых гетероструктур AlGaAs/GaAs, является большой разрыв зон и наличие пьезоэлектрической поляризации. Это приводит к высоким плотностям электронного газа в типичных структурах  $n_s=10^{13}$  см<sup>-2</sup> и выше. При таких концентрациях электронов начинается заполнение второй подзоны размерного квантования.

Слабая локализация и связанные с ней квантовые поправки к проводимости уже хорошо изучены как теоретически, так и экспериментально. Экспериментально слабая локализация изучалась как в ДЭГ с одной подзоной размерного квантования, так и в случае нескольких заполненных подзон. Однако во всех случаях слабая локализация описывалась одним параметром  $\tau_\phi^*$ , усредненным по всем подзонам. Это же справедливо и в отношении немногих работ, посвященных экспериментальному изучению слабой локализации в гетероструктурах AlGaN/GaN (см. работы [1,2] и ссылки в них). Между тем, в работе [3] теоретически показано, что наличие нескольких заполненных подзон оказывает более серьезное влияние на квантовую поправку, чем просто замена  $\tau_\phi$  на некое  $\tau_\phi^*$ , усредненное по всем подзонам. В настоящей работе сообщается об экспериментальном изучении слабой локализации в гетеропереходе AlGaN/GaN, где наличие двух заполненных подзон существенно влияет на поведение квантовых поправок к проводимости, так что ОМС не описывается одним временем  $\tau_\phi^*$ .

Экспериментальные образцы представляли собой гетеропереходы AlGaN/GaN, выращенные молекулярно-лучевой эпитаксией на подложках из сапфира. Концентрация и подвижность электронов в 2ДЭГ при температуре 4,2 К составляли  $n_s = 1,7 \times 10^{13}$  см<sup>-2</sup> и  $\mu = 2\,000$  см<sup>2</sup>/В·с, соответственно. Измерения проводились в слабом магнитном поле в диапазоне температур 1,8 — 4,2 К.

Типичная магнетопроводимость  $\delta\sigma(B) = \sigma(B) - \sigma(0)$  для двух температур представлена на рисунке. Видно, что при температуре 4,2 К зависимость достаточно хорошо описывается квантовой поправкой к проводимости 2D системы [4] в приближении эффективной длины фазовой когерентности  $l_\phi^*$ :

$$\delta\sigma(B) = \alpha \frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} \left[ \psi \left( \frac{1}{2} + \frac{\hbar}{2Be(l_\phi^*)^2} \right) - \psi \left( \frac{1}{2} + \frac{\hbar}{2Bel^2} \right) + 2 \ln \left( \frac{l_\phi^*}{l} \right) \right] \quad (1)$$

Здесь  $l$  — транспортная длина свободного пробега,  $\alpha$  — параметр, определяемый геометрией системы,  $\psi(x)$  — дигамма-функция. Однако при температуре 1,8 К поведение магнетопроводимости качественно иное: из рисунка видно, что аппроксимация данной зависимости функцией (1) может быть проведена только в некоторых диапазонах магнитных полей и с существенно различными параметрами аппроксимации  $l_\phi^*$ .

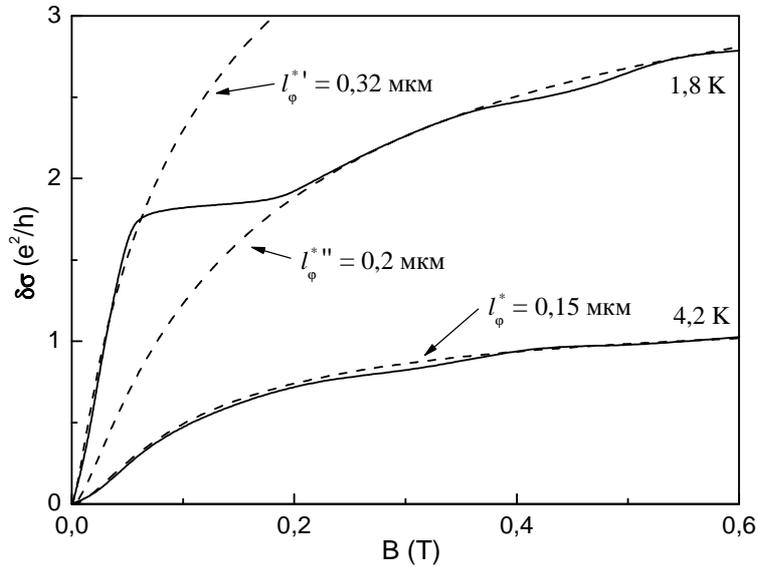


Рис.1. Магнетопроводимость ДЭГ в гетеропереходе AlGaIn/GaN при двух температурах. Пунктиром показаны проводимости, рассчитанные по формуле (1)

Такое поведение магнетопроводимости можно объяснить следующим образом: в слабых магнитных полях, когда  $l_B = (\hbar/2\pi eB)^{1/4} \gg l_\phi = (2D\tau_\phi)^{1/2}$ , поправка к проводимости  $\delta\sigma(B)$  пропорциональна  $l_\phi^4/l_B^4$ , в то время как при увеличении магнитного поля, когда  $l_B$  становится порядка  $l_\phi$ , эта поправка оказывается пропорциональной  $\ln(l_\phi/l_B)$ . Следовательно, при наличии двух подзон, дающих аддитивный вклад в проводимость, эффективная длина фазовой когерентности в «слабых» полях равна  $l_\phi^{*'} = (l_{\phi 1}^4 + l_{\phi 2}^4)^{1/4}$ , а в «сильных» полях  $l_\phi^{*''} = (l_{\phi 1} \cdot l_{\phi 2})^{1/2}$ . Таким образом, поправка к проводимости в различных диапазонах полей определяется различными  $l_\phi^*$ , что и наблюдается в нашем случае. В этом предположении значения  $l_\phi^{*'} = 0,32$  мкм и  $l_\phi^{*''} = 0,2$  мкм соответствуют длинам фазовой когерентности, равным  $l_{\phi 1} \approx 0,32$  мкм и  $l_{\phi 2} \approx 0,13$  мкм в различных подзонах. Тот факт, что при более высокой температуре  $\delta\sigma(B)$  описывается одной эффективной длиной можно связать с увеличением интенсивности межподзонного рассеяния, приводящего к усреднению длин фазовой когерентности, соответствующим разным подзонам.

Таким образом, в работе экспериментально исследована слабая локализация в гетеропереходе AlGaIn/GaN при наличии двух заполненных подзон размерного квантования, приводящих к иному поведению квантовых поправок к проводимости, нежели в случае заполнения одной подзоны, так что магнетопроводимость не описывается одним временем  $\tau_\phi^*$  во всем диапазоне магнитных полей.

- [1] Z. J. Qiu, Y. S. Gui, T. Lin et al. Phys. Rev. B, **69**, 124335 (2004).
- [2] A. Gold and V. T. Dolgoplov. J. Supercond., **16**, 307 (2003).
- [3] N. S. Averkiev, L. E. Golub, S. A. Tarasenko, and M. Willander. Phys. Rev. B, **64**, 045405 (2001).
- [4] B. L. Altshuler, D. E. Khmelnsky, A. I. Larkin, P. A. Lee. Phys. Rev. B, **22**, 5142 (1980); S. Hikami, A. Larkin, and Y. Nagaoka. Prog. Theor. Phys., **63**, 707 (1980).

## ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ GAN КВАНТОВЫХ ТОЧЕК В МАТРИЦЕ AlN

Д.Д.Ру, К.С. Журавлев\*, В.Г. Мансуров, А.Ю. Никитин

Институт Физики Полупроводников, пр. Лаврентьева 13, 630090 Новосибирск

\*zhur@thermo.isp.nsc.ru

Данная работа посвящена исследованию фотолюминесценции структур с самоорганизованными КТ GaN, выращенных в матрице AlN. Для выявления природы излучения были измерены спектры стационарной фотолюминесценции при различных температурах и нестационарной фотолюминесценции (ФЛ) при температуре жидкого гелия.

Структуры с GaN/AlN КТ были выращены методом МЛЭ на сапфировой подложке в направлении (0001). В качестве источника активного азота использовался  $\text{NH}_3$ . Следующая последовательность слоев была реализована: на  $\text{Al}_2\text{O}_3$  подложке был выращен буферный слой AlN (100 nm), затем на поверхности AlN формировались 3D островки GaN. С помощью дифракции быстрых электронов наблюдалось формирование островков при чрезвычайно тонких (2ML) пленках GaN. Характерное соотношение (высота/диаметр) в эксперименте было 10/100 nm. Слой островков GaN покрывался 10 nm слоем AlN. Данная процедура повторялась 10 раз.

HeCd лазер с длиной волны 325 nm ( $E_1 = 3.81$  eV) использовался для возбуждения стационарной ФЛ. Импульсный  $\text{N}_2$  ( $E_1 = 3.72$  eV) лазер с длительностью импульса 9 ns применялся для измерения временно-разрешенной ФЛ. Отметим, что энергия фотона перечисленных лазеров меньше ширины запрещенной зоны AlN (6.2 eV).

При температуре  $T = 10\text{K}$  спектр ФЛ имел максимум возле 2.55 eV (рис. 1), что примерно на 0.9 эВ меньше ширины запрещенной зоны GaN (3.47 eV). Данная линия не наблюдалась в пленках GaN и AlN. Полуширина линии составляла около 460 meV. Интенсивность спадает незначительно и положение максимума сдвигается в низкоэнергетическую область с температурой (рис. 2), соответствуя изменению ширины запрещенной зоны GaN. Все это свидетельствует о том, что излучательная рекомбинация происходит в КТ GaN.

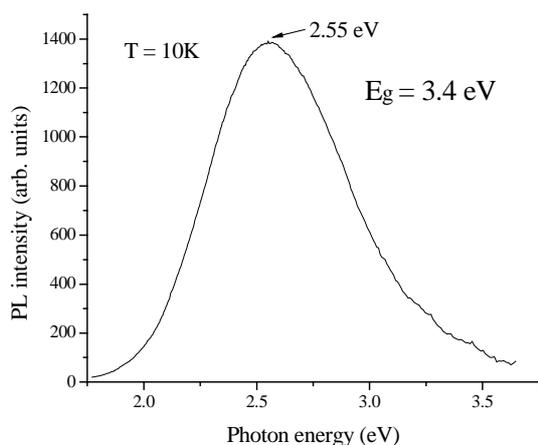


Рис. 1. Спектр стационарной ФЛ КТ GaN/AlN при  $T = 10\text{ K}$

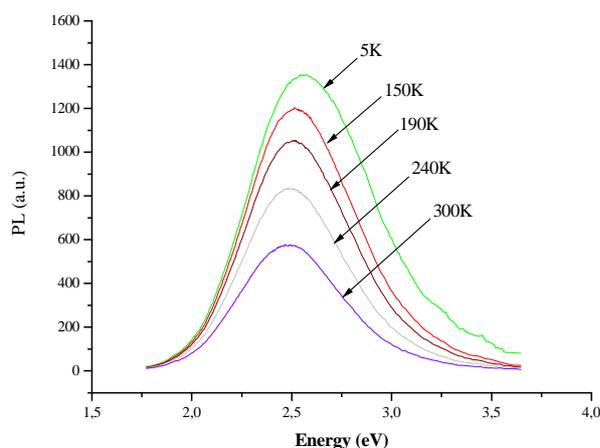


Рис. 2. Температурная зависимость стационарного спектра ФЛ

В спектрах нестационарной ФЛ при 5К наблюдалась длительная кинетика, что не характерно для прямозонных полупроводников. Положение максимума также смещалось в низкоэнергетическую сторону (рис.3). Закон затухания ФЛ носит неэкспоненциальный характер и сильно меняется с движением по спектру (рис.4). Отметим особенность затухания кривой А. В течение нескольких микросекунд интенсивность ФЛ не изменяется.

Чтобы иметь такое большое смещение по энергии ( $\sim 1$  eV) в спектре стационарной люминесценции требуются электрические поля порядка нескольких MV/cm. В поле носители

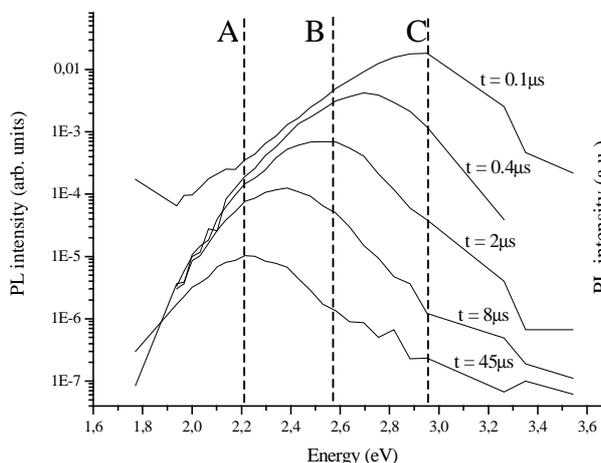


Рис. 3. Спектры ФЛ в различные моменты времени после импульса.

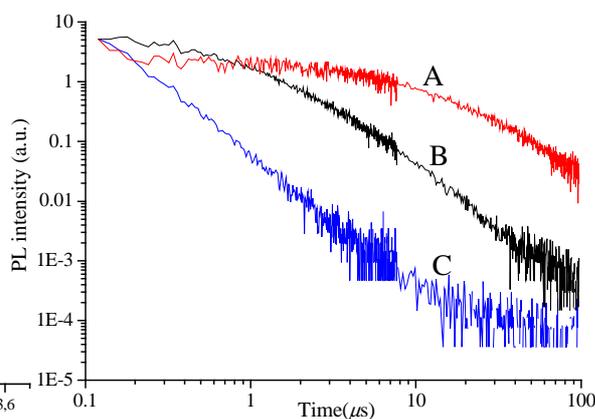


Рис. 4. Затухание ФЛ в различных точках спектра.

испытывают дополнительную локализацию у стенок точки. Но степень локализации все же уменьшается с увеличением температуры, поэтому возрастает вероятность захвата носителей безызлучательными центрами, присутствующими в точках. Смещение волновых функций приводит к уменьшению их интеграла перекрытия, т.е. увеличивается время жизни электрон – дырочных пар, которое коррелирует с размерами точки. Очень большое время жизни носителей заряда в точках большого размера может быть объяснено диффузией или туннелированием носителей заряда из малых точек в более большие точки, т.к. это им энергетически выгодно.

Таким образом, была исследована ФЛ самоорганизованных КТ GaN в матрице AlN. Отмечено большое смещение излучения в сторону низких энергий, незначительное уменьшение интенсивности с температурой, а также длительная кинетика с неэкспоненциальным законом затухания. Результаты эксперимента могут быть объяснены в рамках модели, учитывающей сильное встроенное электрическое поле и транспорт носителей заряда между точками.

# ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КВАНТОВОРАЗМЕРНОГО ЭФФЕКТА ШТАРКА В НИТРИДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

*К. А. Булашевич\* и Р. А. Сурис*

ФТИ им. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26  
e-mail: kirill@softimpact.ru

*С. Ю. Карпов*

ООО «Софт-Импакт», 194156 Санкт-Петербург, пр. Энгельса 27, а/я 83

У светодиодов и лазеров на основе традиционных материалов положение линии фотолюминесценции слабо зависит от уровня накачки и близко к положению линии электролюминесценции. Однако в гетероструктурах на основе нитридов III группы спонтанная поляризация и пьезоэффект создают внутри квантовых ям встроенные электрические поля порядка 1-3 МВ/см. Столь сильные поля приводят к значительному длинноволновому сдвигу спектра излучения, именуемому квантоворазмерным эффектом Штарка. Увеличение уровня накачки [1] или инжекции [2] приводит к экранированию встроенных полей и уменьшению штарковского сдвига уровней энергии.

В рамках теории возмущений нами был получен штарковский сдвиг основного уровня в квантовой яме ширины  $d$  и конечной глубины  $U_0$

$$\Delta E_1^{e,h} = -\frac{256 (eF d_{eff}^{e,h})^2}{243 \pi^4 E_1^{e,h}} \quad (1),$$

где  $F$  – электрическое поле, а  $E_1^{e,h}$  – основной уровень энергии электронов или дырок в отсутствие электрического поля, который может быть выражен через эффективную ширину квантовой ямы  $d_{eff}$

$$E_1^{e,h} \approx \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_{e,h} d_{eff}^{e,h}} \quad (2)$$

$$d_{eff}^{e,h} = d + \frac{2\hbar}{\sqrt{2m_{e,h} U_0}} \quad (3)$$

Формулы (1-3) выведены в предположении  $eF d_{eff}^{e,h} \ll \Delta E_1^{e,h} \ll U_0$ , однако сравнение полученной аппроксимации и точного решения уравнения Шредингера дает основания применять их для большинства практически важных случаев.

Полное поле в квантовой яме определяется не только величиной поверхностных зарядов на ее интерфейсах, но и уровнем легирования барьеров, а также приложенным напряжением. В данной работе мы проанализируем поведение основных уровней энергии в GaN/In<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>N/GaN квантовой яме шириной 3 нм в однородно легированном образце n-типа и в светодиодных структурах Ga- и N-полярности.

Поскольку поверхностные заряды на интерфейсах квантовой ямы имеют разный знак, зонная диаграмма однородно легированной структуры n-типа имеет асимметричный вид (Рис. 1). Ширина области пространственного заряда (ОПЗ) в правом и левом барьере различна, а разница в заряде компенсируется зарядом электронов в квантовой яме. Расчет поля в квантовой яме требует нахождения ширины ОПЗ в каждом из барьеров самосогласованно с расчетом плотности заряда электронов в квантовой яме. При малом уровне легирования поле ОПЗ мало, и поле в квантовой яме соответствует полю поверхностных зарядов. С увеличением уровня легирования поле в квантовой яме

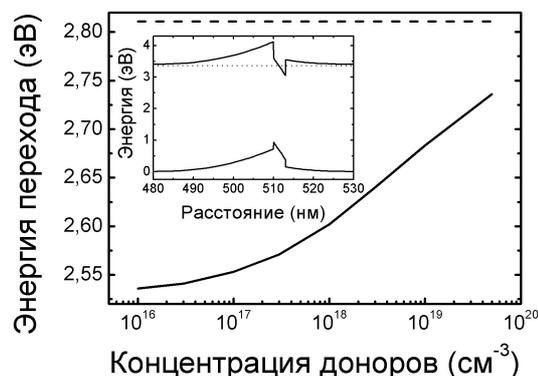


Рис. 1. Энергия межзонного перехода в зависимости от уровня легирования. Пунктиром показан случай нулевого поля в квантовой яме. На вставка показаны зонная диаграмма и уровень Ферми для  $N_D=10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

уменьшается за счет увеличения поля ОПЗ, а также за счет экранирующего влияния носителей в квантовой яме.

Пренебрегая плотностью заряда носителей в квантовой яме, поле в квантовой яме  $F_{QW}$  светодиодной p-i-n структуры можно представить в виде

$$F_{QW} = \frac{4\pi}{\epsilon} (eN_D w_n + \sigma) = \frac{4\pi}{\epsilon} (eN_A w_p + \sigma) \quad (4),$$

где  $N_D$  и  $N_A$  – концентрации примеси, а  $w_n$  и  $w_p$  – ширины ОПЗ в n- и p-области. Поверхностный заряд на интерфейсе n-области  $\sigma$  отрицателен для Ga-полярной структуры и положителен для N-полярной. Зависимость зонной диаграммы от смещения  $U_b$  определяется распределением полной разности потенциала между квантовой ямой и ОПЗ в n- и p-области

$$\frac{2\pi e^2}{\epsilon} (N_D w_n^2 + N_A w_p^2) + eF_{QW} d \approx E_g - eU_b \quad (5)$$

Направление поля в не очень мелкой квантовой яме определяется знаком поверхностного заряда, т.е. в N-полярной структуре поле в квантовой яме направлено вдоль поля p-n перехода, а в Ga-полярной – наоборот. Поскольку ширины ОПЗ  $w_n$  и  $w_p$  уменьшаются с увеличением смещения, из уравнения (4) следует, что абсолютная величина поля в квантовой яме (а вместе с ней и штарковский сдвиг уровней энергии) будет расти для Ga-полярной структуры и уменьшаться для N-полярной (Рис. 2). При дальнейшем увеличении смещения двумерная концентрация носителей становится сравнимой с величиной поверхностного заряда, что приводит к экранированию поля и уменьшению штарковского сдвига. На Рис. 2 показан результат численного расчета поля в квантовой яме и положения линии излучения.

Показано, что положение линии фотолюминесценции однородно легированной структуры существенно зависит от уровня легирования. В светодиодной Ga-полярной структуре поле в квантовой яме направлено противоположно полю p-n перехода и немонотонно зависит от смещения. В N-полярной структуре поле в квантовой яме направлено вдоль поля p-n перехода и уменьшается при увеличении смещения. В целом, при увеличении смещения поле в N-полярной структуре изменяется в более широких пределах, что приводит к более сильной зависимости положения линии электролюминесценции от смещения.

[1] W.H. Sun et al., Phys. Stat. Sol. (a), **200**, 48 (2003).

[2] L.-H. Peng, C.-W. Chuang, and L.-H. Lou, Appl. Phys. Lett., **74**, 795 (1999).

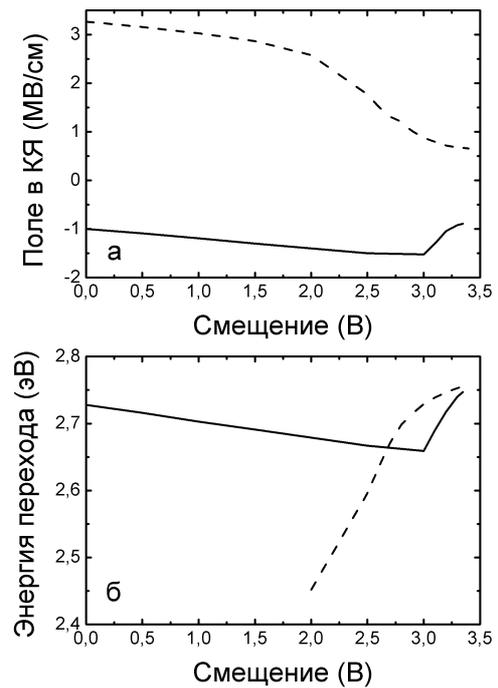


Рис. 2. Среднее поле в квантовой яме (а) и энергия межзонного перехода (б) в зависимости от смещения. Сплошная и пунктирная линии соответствуют Ga и N полярности. При малых смещениях в N-полярной структуре отсутствуют связанные состояния в квантовой яме.

# ДЛИТЕЛЬНАЯ КИНЕТИКА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ AlGaIn/GaN

*Т.С.Шамирзаев\*, Н.С. Коржавина, В.Г. Мансуров,  
В.В. Преображенский, К.С. Журавлев*

Институт физики полупроводников СО РАН.  
630090 Новосибирск, пр. академика Лаврентьева, 13.

\*E-mail: timur@thermo.isp.nsc.ru

Изучение полупроводниковых гетероструктур GaN/AlGaIn имеет большое значение для изготовления сверхвысокочастотных мощных полевых транзисторов. Спонтанная поляризация и пьезоэффект в структуре GaN/AlGaIn приводят к формированию двумерного электронного газа (2DEG) на гетерогранице. Электронная структура гетерограницы с 2DEG до конца не изучена.

В данной работе для получения информации об электронной структуре гетерограницы измерялась стационарная и нестационарная фотолюминесценция (ФЛ) гетероструктур GaN/AlGaIn с двумерным электронным газом.

Исследуемые гетероструктуры GaN/AlGaIn были выращены методом МЛЭ на сапфировой подложке ориентации (0001). В качестве активного источника азота использовался NH<sub>3</sub>. Структура состояла из следующей последовательности слоев: на нитридизированной Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> подложке был выращен буферный слой AlN (30 нм), на поверхности AlN выращивался высокоомный слой GaN, толщиной 1,5 мкм. Затем выращивались спейсер Al<sub>0,2</sub>Ga<sub>0,8</sub>N (3 нм) и легированный кремнием (N<sub>Si</sub>~10<sup>19</sup> см<sup>-3</sup>) контактный и барьерный слои Al<sub>0,2</sub>Ga<sub>0,8</sub>N (25 нм). Двумерный электронный газ формировался на гетеропереходе GaN/AlGaIn. Концентрация электронов в газе при температуре жидкого гелия (4,2К) составляла 1,8·10<sup>13</sup> см<sup>-2</sup>, а их подвижность была 1300 см<sup>2</sup>/Вс. Для возбуждения стационарной ФЛ использовался HeCd лазер с длиной волны 325 нм. Нестационарная ФЛ возбуждалась импульсами N<sub>2</sub> лазера с длиной волны 337 нм и регистрировалась фотоумножителем, работающим в режиме время-коррелированного счета фотонов.

На рис.1 показан стационарный спектр ФЛ гетероструктуры GaN/AlGaIn, в нем видны две линии ФЛ: линия А, связанная с рекомбинацией экситонов в GaN, и линия В, связанная рекомбинацией 2DEG электронов, локализованных на уровне размерного квантования, с дырками, локализованными на акцепторах вблизи гетерограницы [1]. На рис.2 изображены спектры нестационарной ФЛ. Из рисунка видно, что время затухания экситонной ФЛ меньше, чем 10<sup>-8</sup>с, в тоже время ФЛ, связанная с 2DEG, затухает медленно и сдвигается в область низких энергий.

На рисунке 3 приведена кинетика интегральной интенсивности линии В. Видно, что затухание ФЛ неэкспоненциально, а его длительность составляет несколько десятков микросекунд.

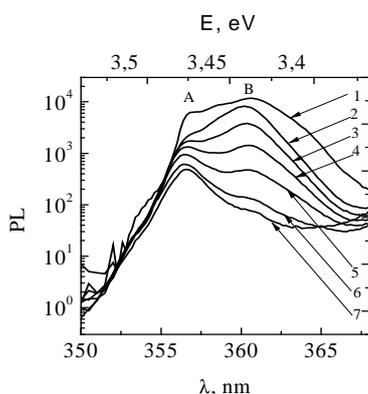


Рис.1.Спектры ФЛ гетероструктуры GaN/AlGaIn с 2DEG при температурах: 1-5 К, 2 – 30 К, 3 – 40 К, 4 – 50 К, 5 – 60 К, 6 – 75 К, 7 –90 К.

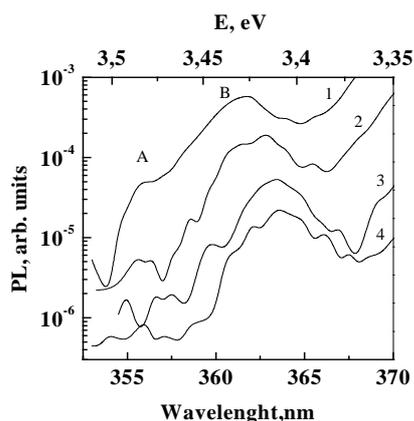


Рис.2.

Нестационарная ФЛ гетероструктуры GaN/AlGaN с 2DEG, измеренная при температуре 5 К с задержкой после импульса возбуждения: 1 - 0,03 мкс, 2 - 0,05 мкс, 3 - 0,15 мкс, 4 - 0,5 мкс.

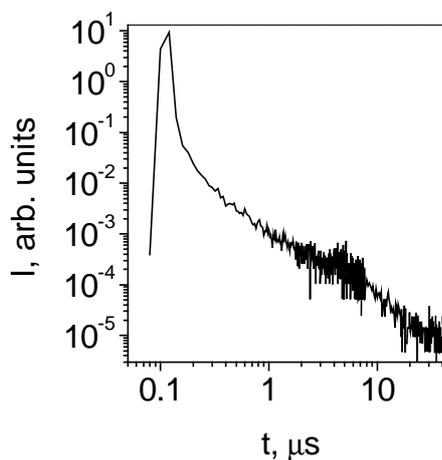


Рис.3. Кинетика интегральной интенсивности линии В.

Мы предположили, что длительное затухание линии В обусловлено пространственным разделением 2DEG электронов и дырок, локализованных на акцепторах. Смещение линии в область низких энергий, связано с тем, что энергетический зазор между уровнем Ферми 2DEG и уровнями акцепторов зависит от местоположения акцептора в области пространственного заряда.

Для проверки была определена энергия термического тушения линии В. Она оказалась равной 214 мЭВ, что хорошо соответствует энергии связи дырки на акцепторе [2].

Таким образом, в работе изучена кинетика ФЛ 2DEG в гетероструктуре GaN/AlGaN. Обнаружено длительное затухание ФЛ, объясненное в рамках модели пространственного разделения электронов и локализованных на акцепторах дырок.

[1] H.K.Kwon et al. Appl.Phys.Lett. 18, 2788, (1999).

[2] H. Wang and A.-B. Chen, Phys.Rev. B 63, 125212 (2001)

## ИССЛЕДОВАНИЕ СПОНТАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СТРУКТУРАХ, СОДЕРЖАЩИХ СВЕРХТОНКИЕ СЛОИ InGaN В МАТРИЦЕ GaN

*Д.С. Сизов\**, В.С. Сизов, Е.Е. Заварин, В.В. Лундин, Г.А. Онушкин А.В. Фомин,  
А.Ф.Цацульников, Н.Н.Леденцов

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, \*Dsizov@pop.ioffe.rssi.ru

На сегодняшний день система InGaN/GaN широко используется в промышленности для получения лазеров и светодиодов, излучающих в видимом диапазоне. Структурные исследования InGaN/GaN гетероструктур показали формирование в слоях InGaN локальных областей, обогащенных по In, т.е. квантовых точек (КТ), локализация носителей в которых подавляет эффект безызлучательной рекомбинации, что дает возможность получать эффективные светоизлучающие приборы даже при высокой концентрации дефектов [1] и лазерные структуры с низкими пороговыми плотностями накачки [2]. Свойства лазерной генерации соответствуют случаю генерации через локализованные состояния (КТ) [3]. Несмотря на многочисленные работы по исследованию сверхтонких слоев и объемных растворов InGaN, не выясненными остаются такие свойства, как природа уширения линии спонтанного излучения, а также смещение максимума при увеличении накачки. Коротковолновый сдвиг может объясняться как заполнением локализованных состояний [4], так и экранированием встроенных полей, вызывающих эффект Штарка на уровнях размерного квантования [5]. Зная плотность накачки, при которой начинается коротковолновый сдвиг, можно оценить концентрацию КТ, а также величины встроенных полей. Однако полученные значения оказываются много меньше, чем было получено с использованием других методик исследования. Вместе с тем, понимание процессов, приводящих к смещению максимума и изменению формы линии спонтанного излучения, важно для понимания и управления свойствами как светодиодных, так и лазерных структур с InGaN в активной области. В данной работе подробно исследовалась природа поведения линии излучения при электрической и оптической накачке в светодиодных и лазерных структурах.

Исследованные структуры выращивались на установке AIX2000HT на сапфировых подложках ориентации (0001). Активная область InGaN располагалась в центре волновода GaN, который в свою очередь был заключен между короткопериодными сверхрешетками AlGaIn/GaN с целью реализации оптического ограничения. Слои ниже активной области, включая буферный слой под нижней сверхрешеткой, легировались кремнием для получения материала n-типа, в то время как слои выше активной области легировались магнием для получения p-типа. Активная область состояла из нескольких сверхтонких слоев InGaN, разделенных барьерами GaN. Фотолюминесценция (ФЛ) возбуждалась импульсным азотным лазером, плотность накачки варьировалась в диапазоне от 2 Вт/см<sup>2</sup> до 30 кВт/см<sup>2</sup>.

Исследования зависимости положения максимума излучения от тока показали, что при малых токах в диапазоне 0.1–1 А/см<sup>2</sup> наблюдается сдвиг линии электролюминесценции (ЭЛ) на 30 мэВ в коротковолновую сторону. Этот сдвиг мы связываем с особенностями неоднородной инжекции носителей в активную область. Как показывают результаты совместного измерения ЭЛ и ФЛ, при открытии p-n перехода первыми начинают излучать локальные области, геометрические масштабы которых составляют единицы микрон. При дальнейшем открытии p-n перехода носители инжектируются однородно во все области структуры, и коротковолновый сдвиг прекращается. Существенно, что данный диапазон мощности электрической накачки совпадает с диапазоном мощности оптической накачки, в котором положение максимума ФЛ неподвижно, то есть, как будет показано далее, соответствует положению квазиуровней Ферми ниже излучательных уровней. При дальнейшем увеличении плотности электрической накачки выше значения ~4 А/см<sup>2</sup>

происходит коротковолновый сдвиг ЭЛ синхронно с коротковолновым сдвигом ФЛ при соответствующих накачках.

Были проведены исследования оптических свойств структур в зависимости от плотности оптической накачки. В области малых плотностей накачек (до  $20 \text{ Вт/см}^2$ ), соответствующих слабому заполнению уровней КТ, положение максимума и ширина линии не меняются. Как было показано нами ранее [6], распределение носителей на уровнях InGaN при температуре порядка комнатной и выше соответствует фермиевскому. В этом случае, если уровни Ферми лежат ниже уровней размерного квантования InGaN, спектр излучения описывается соотношением [7]  $I=A \times p(E) \times \exp(-E/kT)$ . Здесь  $A$  - константа, а функция  $p(E)$  – представляет собой отношение плотности состояний с соответствующей энергией электронно-дырочного перехода и времени излучательной рекомбинации. Величина  $p(E)$  в относительных единицах может быть определена из спектров фототока. При малой плотности оптической накачки экспериментальные спектры хорошо согласуются со спектрами, полученными при помощи такой аппроксимации, что указывает на слабое влияние экранирования. С увеличением плотности накачки наблюдается существенный коротковолновый сдвиг и увеличение ширины линии излучения. Из значений плотности накачки, при которой начинается коротковолновый сдвиг линии излучения, и времени излучательной рекомбинации в аналогичных слоях InGaN [4,8], можно оценить концентрацию носителей, при которых основное состояние КТ заполнено. Оценки показывают, что данная концентрация согласуется с плотностью КТ, полученной с помощью ТЭМ [8], и близка к концентрации спонтанного заряда на гетерограницах [5], что указывает на возможность экранирования встроенных полей. Заполнение уровней означает, что положение квазиуровней Ферми электронов и дырок оказывается в области энергий, в которых лежат локализованные уровни, что и приводит к уширению линии. Неоднородное экранирование встроенных полей также должно приводить к уширению спектра.

Таким образом, нами показано, что коротковолновый сдвиг линии ЭЛ при малых токах накачки соответствует не заполнению уровней размерного квантования и не экранированию встроенных полей, а неоднородной инжекции носителей на границе открытия p-n перехода. В то же время, указанные эффекты начинают проявляться при более сильных плотностях как электрической, так и оптической накачки, что согласуется с данными по плотности КТ и величинам встроенных полей на гетерогранице InGaN/GaN.

- [1] T. Mukai, M. Yamada, S. Nakamura, Jpn. J. Appl. Phys. **38**, 3976 (1999)
- [2] S. Nakamura et al, Appl. Phys. Lett. vol. 76, pp. 22-24 (2000)
- [3] S. Nakamura IEEE J. of Selected Topics in Quant. Electr., **3**, 435 (1997)
- [4] C.K. Choi, et al, Phys. Rev. B., **64**, 245339 (2001).
- [5] S. Chichibu, T. Sota, K. Wada, S. Nakamura, J. Vac. Sci. Technol. B, **16**, 2204 (1998)
- [6] D.S. Sizov, et al., Nanostructures: physics and technology, proceedings of 12-th international symposium, St. Petersburg, June 21-25 (2004), to be published
- [7] K.L. Teo, et al., Appl. Phys. Lett., **73**, 1697 (1998).
- [8] I. L. Krestnikov, et. al, Phys. Rev. B **66**, 155310 (2002)

## ПРОГРАММА ФГУП РФЯЦ-ВНИИТФ ОСВОЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ТЕХНОЛОГИЙ И РАЗВИТИЯ ПРОИЗВОДСТВА

*Е.Н.Аврорин, А.В.Вакуров, А.Ф.Иванов, Э.П.Магда,  
А.В.Неуважаев, А.П.Покашашкин, Г.Н.Рыкованов*

РФЯЦ-ВНИИТФ, Челябинская обл., г. Снежинск  
e-mail: a.f.ivanov@vniitf.ru

С 1996 года в ФГУП РФЯЦ-ВНИИТФ в рамках конверсии проводятся работы по проекту создания производства InGaN/GaN гетероструктур для светодиодов по МОС-гидридной технологии. После подготовительного этапа данный конверсионный проект получил финансирование Министерства на кредитной основе и с 2001 года началось его практическое осуществление.

При проработке проекта производственного участка и выборе комплектации основного технологического и диагностического оборудования, а также всей инфраструктуры самое пристальное внимание было обращено на обеспечение производственного режима работы всего оборудования.

В качестве основного технологического оборудования был выбран МОС-гидридный реактор AIX 2400 G3/HT (AIXTRON AG, Германия). Источники газов носителей: азотный генератор N2MAX210 фирмы Domic Hunter Ltd. (Великобритания) и водородный генератор (IMET-8) фирмы Hydrogen Systems (Бельгия). Непосредственно на участке размещено диагностическое оборудование: рентгеновский дифрактометр D1 (BEDE Ltd., Великобритания), Hall System HL5500PC, фотолюминесцентный картограф RPM-2000 (Accent Optical Technologies, Ltd., Великобритания).

Все основное технологическое и диагностическое оборудование размещено в чистых боксах класса 10 000, в которых обеспечивается необходимая влажность и температурный режим. Для защиты от бросков сети и аварийных отключений технологическое оборудование подключено через источник бесперебойного питания, обеспечивающий безопасное отключение реактора в случае внезапного длительного отключения электроэнергии. Система газоснабжения обеспечивает очистку газов носителей до уровня в несколько единиц ppb (по кислороду и воде).

После полного завершения работ по подготовке инженерного оборудования с августа 2003 г. начата отработка технологии производства СИД. Последовательно были проведены:

отработка оптимальных режимов выращивания нуклеационного и буферного слоев, слоев слоя GaN:Si n-типа и GaN:Mg p-типа. В опытах изменялись условия роста ядерного слоя: количество аммиака на низкотемпературном и высокотемпературном этапах роста ядерного слоя, время отжига при перекристаллизации низкотемпературного слоя GaN. Достигнуты следующие параметры:

Номер опыта	Концентрация носителей заряда см <sup>-3</sup>	Подвижность см <sup>2</sup> /(В*с)	Ширина пика на полувывоте Омега качание Плоскости 002, сек	Ширина пика на полувывоте Омега качание Плоскости 114, сек
А GaN:Si (слаб. легир.)	-7.79E+16	5.38E+02	274	122
Б GaN:Si	-3.87E+18	2.07E+02	277	119

Для оптимизации свойств слоя GaN:Mg в ростовых опытах изменялись температура роста и количество подаваемой магниевой лигатуры. После каждого ростового опыта проводился поиск оптимальных режимов отжига (активации p-типа). Были достигнуты следующие параметры:

Номер опыта	Концентрация носителей заряда см <sup>3</sup>	Подвижность см <sup>2</sup> /(В*с)	Удельное сопротивление Ом*см
А GaN:Mg	2.23E+17	5.74E+00	4.88E+00

Эксперименты по выращиванию квантовых ям InGaN/GaN в завершающей стадии. Работа идет при активном сотрудничестве с ФИАН и ФГУП НИИ «Полюс» (Москва), предприятиями «Протон» (г.Орел) и «Светлана» (г.С.-Петербург).

Программа РФЯЦ-ВНИИТФ направлена на создание полной технологической цепочки технологии производства белых источников света на основе светодиодов. В этой связи продолжается работа по дальнейшему развитию технологического участка. Планируется закупка соответствующего оборудования для операций утонения пластин, фотолитографии, травления и металлизации п/п структур, а также монтажа и тестирования светодиодов.

# ИССЛЕДОВАНИЕ МИКРОЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МОЩНЫХ AlGaInN МЕЗАПЛАНАРНЫХ СВЕТОДИОДОВ

Онушкин Г.А.\*, Закгейм Д.А., Смирнова И.П., Рожанский И.В.,  
Цацульников А.Ф., Лундин В.В.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, РАН, С.-Петербург, Россия; \* e-mail : greezly@mail.ioffe.ru

*Закгейм А.Л.*

Научно-технический центр микроэлектроники при ФТИ им. А.Ф. Иоффе  
С.-Петербург, Россия;

В последние годы мощные AlGaInN светодиоды (СД) сине-зеленого диапазона, а также изготавливаемые на их основе белые светодиоды с люминофором успешно завоевывают новую область применения – светотехнику [1]. Для использования светодиодов в осветительных устройствах необходимо, в первую очередь, сочетание высокой яркости и эффективности при больших рабочих токах на уровне единиц ампер (соответствующие значения плотности тока порядка 100-500А/см<sup>2</sup>). В связи с этим особую остроту приобретает вопрос оптимизации конструкции мощных светодиодов на основе гетеропереходов AlInGaInN/GaN, выращенных на сапфировых подложках. Как показано ранее [2,3], одной из наиболее перспективных для мощных светодиодов является мезапланарная (так называемая “flip-chip”) конструкция излучающего кристалла, позволяющая обеспечить высокую эффективность вывода света и отвода тепла, а также минимизацию джоулевых потерь и однородность растекания тока по площади р-п-перехода.

В данной работе впервые представлено исследование распределения электролюминесцентных (ЭЛ) свойств по излучающей поверхности мощных –AlGaInN мезапланарных светодиодов с различной топологией контактов, смонтированных по способу «флип-чип» на кремниевую коммутационную плату, которая в свою очередь, напаивалась на массивный медный теплоотвод. Исследования проводились в широком диапазоне рабочих токов (от 100 мкА до 1 А) с использованием автоматического комплекса, созданного на базе микроскопа типа “ЛЮОММ”, снабженного управляемым столиком с микронным шагом. Данная установка, оснащенная специальным программным обеспечением, позволяет исследовать спектральные люминесцентные характеристики областей размером от 3 мкм в диапазоне длин волн от 250 до 650 нм, а также производить сканирование и обработку спектров люминесценции в каждой точке поверхности с шагом от 5 мкм в автоматическом режиме. Исследование совокупности микроэлектролюминесцентных характеристик (спектральных и яркостных) при повышенных плотностях тока (начиная от 40А/см<sup>2</sup>) позволяет выявить неоднородности как в распределении плотности тока, так и в распределении температуры по площади р-п перехода, что в свою очередь позволяет сделать выводы об оптимальности конфигурации контактов, качества монтажа на теплоотвод и локализации «слабых мест», способных привести к отказу прибора.

На рис.1 показан пример ЭЛ одного из исследованных светодиодных мезапланарных кристаллов с отражающим контактом к р-эмиттеру в виде прямоугольной площадки и контактом к п-слою в виде охватывающей его “вилки”. Рис. 2 демонстрирует полученное для него распределение интенсивности ЭЛ в максимуме спектра при токе 300мА (J~180А/см<sup>2</sup>) в указанной на рис.1 области кристалла. В отличие от малых токов порядка 20мА, при которых интенсивность была практически однородна, при 300 мА наблюдается уменьшение интенсивности ЭЛ от правой вертикальной части п-контакта к левому краю кристалла, где п-контактная площадка отсутствует. Последнее свидетельствует о неоптимальности данной геометрии контактов, начиная с некоторых уровней возбуждения. В докладе будут представлены данные по распределению интенсивности света для оптимизированных конструкций излучающих кристаллов, работоспособных до токов

порядка 2А, а также обсуждены результаты распределения параметров спектров ЭЛ (длины волны в максимуме и ширины на полувысоте (FWHM)), отражающие распределение тепловых полей и позволяющие прогнозировать надежность работы приборов.

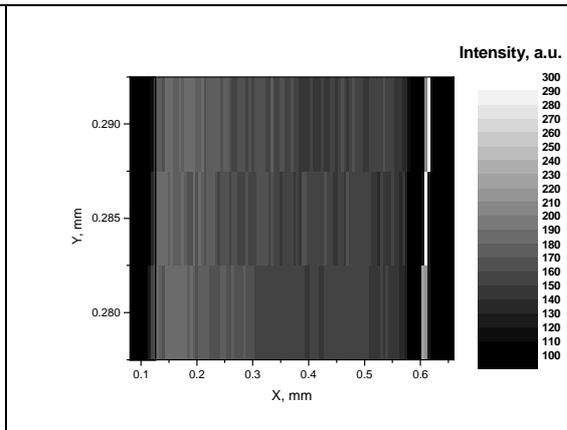
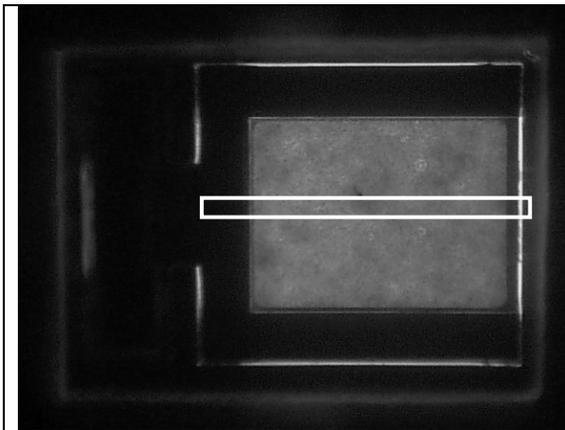


Рис.1. Фотография ЭЛ светодиодного чипа (белой рамкой показана область исследования).

Рис.2. Распределение интенсивности ЭЛ в исследованной области СД при 300 мА.

[<sup>1</sup>] LEDs Meeting the design & performance challenges. 27 January 2004 – London

[<sup>2</sup>] J.J.Wierer et. al. Appl.Phys.Lett. v.78, (2001), 3379

[<sup>3</sup>] D.A.Zakheim et.al. ISBLLED-2004, The 5<sup>th</sup> International Symposium on Blue Laser and Light Emitting Diodes, March 15-19, 2004, Abstracts A1-3, p.34

## СИСТЕМА Ti-Al-Pt ДЛЯ СОЗДАНИЯ ОМИЧЕСКИХ КОНТАКТОВ ПТБШ НА n<sup>+</sup> GaN И ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ AlGaN/GaN.

Гладышева Н.Б., Дорофеев А.А., Матвеев Ю.А., Чернявский А.А.  
ФГУП НПП "Пульсар" 105187, Москва, Окружной проезд, 27

Наиболее широко используемой системой металлизации в полевых транзисторах с барьером Шоттки для создания низкоомных омических контактов к слоям GaN и AlGaN служит пара Ti-Al. Предполагается [1], что при высокотемпературном отжиге происходит разложение GaN и образование TiN. У поверхности накапливаются вакансии азота, являющиеся донорами в GaN. Приповерхностный слой становится сильнолегированным и обеспечивает туннельное проникновение через контакт. В [1] предполагается, что низкое контактное сопротивление достигается только тогда, когда Al диффундирует к границе с GaN. Отмечается, что сопротивление Ti/Al контакта к слою AlGaN зависит от толщины тройного соединения и содержания Al в нем. В процессе отжига формируется металлический слой AlTi<sub>2</sub>N с обедненной азотом приповерхностной зоной. Одним из важных моментов является подготовка поверхности полупроводника перед напылением металлизации. В [2] приведены исследования эффективности использования растворов KOH, HF и NH<sub>4</sub>OH для удаления окислов с поверхности Al<sub>0.25</sub>Ga<sub>0.75</sub>N/GaN гетероструктуры. Отмечено, что все растворы хорошо удаляют окислы, но KOH и HF нарушают стехиометрию, в отличие от NH<sub>4</sub>OH. Очень часто используется подчистка в концентрированной HCl и ее растворах [1],[3]. Хорошие результаты получены при обработке поверхности в хлорной плазме ( $\rho_k = 4.5 \cdot 10^{-7}$  ом мм<sup>2</sup>) [3,4].

В данной работе использована "взрывная" технология изготовления омических контактов с применением двухслойной системы электронных резистов ЭРП-1 и ЭЛП-9. Формирование рисунка проводилось методом контактной фотолитографии с длиной волны 220-250 нм. Подчистка поверхности проводилась химически в различных растворах: HCl, H<sub>3</sub>PO<sub>4</sub>, NH<sub>4</sub>OH, NH<sub>4</sub>OH:HCl при комнатной температуре. Заметной разницы в величине контактного сопротивления в зависимости от выбора раствора замечено не было.

Напыление системы Ti(15nm)/Al(50nm)/Pt(20nm) проводилось магнетронным способом. После "взрыва" контакты отжигались при 700°C 5 мин в атмосфере азота. Уменьшение толщины Ti до 5 нм приводили к некоторому увеличению сопротивления, а увеличение толщины до 20 нм не влияли на сопротивление контакта.

. Полученные результаты представлены в таблице 1.

<b><u>Структура</u></b>	$\rho_k$ , ом.см <sup>2</sup>	$R_s$ , ом/□	$R_k$ , Ом.мм	$I_{cu}$ , mA/мм
Al <sub>0.12</sub> GaN 420Å <Si> 500Å <Si> GaN GaN 0.8 мкм	(4.3-6.2) · 10 <sup>-4</sup>	1250-1500	8.5-10	117-416
Al <sub>0.12</sub> GaN 280Å <Si> 500Å <Si> GaN GaN 0.8 мкм	7.6 · 10 <sup>-5</sup>	2750	4.5	383-867
200Å <Si> GaN >1·10 <sup>18</sup> 1300 Å GaN (4-4.5) · 10 <sup>17</sup> буфер GaN 0.8-0.9 мкм	5.3 · 10 <sup>-4</sup>	3750	14.2	650-700
Al <sub>0.15</sub> GaN 350Å <Si> 350Å GaN (5-8)10 <sup>16</sup> GaN 0.95 мкм	4.5 · 10 <sup>-4</sup>	600	6.35	667-700
Al <sub>0.15</sub> GaN 280Å <Si> 350Å GaN (5-8)10 <sup>16</sup>	3.58 · 10 <sup>-4</sup>	1350	7.25	834-917

GaN 1.4 мкм				
210-250Å <Si> GaN 3•10 <sup>18</sup> 1900 Å GaN (5-6.5) •10 <sup>17</sup> буфер GaN 0.9 мкм	1 · 10 <sup>-6</sup>	2700	1.5	830-910
100Å <Si> GaN 3•10 <sup>18</sup> 650-800Å GaN 1.5•10 <sup>17</sup> буфер GaN 0.3-0.4 мкм	4 · 10 <sup>-5</sup>	1200	2.2	1667
200Å н/л GaN Al <sub>0.25</sub> GaN (Si) 300Å GaN н/л 0.2 мкм буфер GaN 5.0 мкм (Zn)	5 · 10 <sup>-4</sup>	500	8	1833
Al <sub>0.2</sub> GaN 250Å н/л 500Å GaN н/л буфер	4.9 · 10 <sup>-4</sup>	50 000	50	0,34-1
GaN 30Å н/л Al <sub>0.4</sub> GaN 250Å н/л 500Å GaN н/л буфер	7.7 · 10 <sup>-4</sup>	2000	13.5	500-533
80Å н/л Al <sub>0.3</sub> GaN 80 Å 8 · 10 <sup>18</sup> Al <sub>0.3</sub> GaN <Si> 40 Å н/л Al <sub>0.3</sub> GaN 350-380 Å GaN буфер Al <sub>0.6</sub> GaN/GaN	1 · 10 <sup>-4</sup>	3500	6	500-533
0.38мкм GaN (2-3)10 <sup>17</sup> GaN 1.1мкм н/л	5.3 · 10 <sup>-4</sup>	7500	20	333-417

1. B.P.Luther, S.E.Mohney, T.N.Jackson, M.Asif Khan ,Q.Chen , and J.W.Yang, Appl.Phys.Lett.70(1),6 January 1997
2. Shinya Ootomo, Susumu Oyama, Tamotsu Hashizume and Hideki Hasegawa , Proc. Int. Workshop on Nitride Semiconductors IPAP conf.series 1.
3. Ho Won Jang, Jong Kyu Kim, Chang Min Jeon and Jong-Lam Lee , MRS Internet J.Nitride Semicond. Res. 6,8 (2001)
4. D.Selvanathan, L.Zhou, V.Kumar, and I.Adesia Phis.stat.sol. (a) 194, No. 2, (2002)

## ТЕРМОПОЛЕВОЙ ПРЯМОЙ ТОК В GaN ПОВЕРХНОСТНО-БАРЬЕРНЫХ СТРУКТУРАХ

*Т. В. Бланк, Ю. А. Гольдберг, Е. Е. Заварин,  
О. В. Константинов, Н. М. Шмидт*

Физико-Технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН,  
Политехническая 26, Санкт-Петербург 194021, Россия

Несмотря на широкое распространение и успехи технологии получения фотоприемников ультрафиолетового (УФ) излучения на основе n-GaN поверхностно-барьерных структур [1-5], результаты исследования механизма протекания тока в них достаточно противоречивы. В ряде работ, при анализе вольт - амперных характеристик GaN поверхностно-барьерных структур на основании термоэлектронной эмиссии показано, что экспериментальная постоянная Ричардсона [4,6,7] сильно отличается от теоретической, а высота барьера  $\phi_B$ , определенная из C-V характеристик, существенно большая, чем  $\phi_B$ , определенная из зависимости прямого тока от напряжения и температуры при использовании формул для термоэлектронной эмиссии; различие составляло  $\sim 0,2$  эВ [8] и  $\sim 0,3$  эВ [9] для Ni-n-GaN структур;  $\sim 0,1$  эВ [10] и  $\sim 0,2$  эВ [4] для Au-n-GaN структур;  $\sim 0,06$  эВ [11] для Cu-n-GaN структур.

Для определения механизма протекания тока измерялись зависимости дифференциальной емкости и тока от напряжения поверхностно-барьерных структур Ni-n-GaN в интервале температур 77-450К. Исходные кристаллы GaN были выращены на сапфировых подложках (0001) методом эпитаксии из металлоорганических соединений. Концентрация электронов в кристаллах была  $8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , подвижность электронов -  $600 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$  при 300К. Барьеры Шоттки создавались напылением Ni/Au электронным лучом в высоком вакууме (толщина слоя Ni – 15 нм).

Зависимость дифференциальной емкости  $C$  от напряжения  $V$  при различных температурах  $T$  была линейной в координатах  $1/C^2 - V$ , что соответствует теории Шоттки для структур металл – полупроводник. Определенная из наклона этих прямых концентрация ионизированных доноров в n-GaN составила  $\sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  при 300К (площадь потенциального барьера около  $5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2$ ), что близко к концентрации электронов в исходном материале, определенная из величины напряжения отсечки этих зависимостей высота потенциального барьера составила  $q\phi_B = 0,92$  эВ при 300К, причем величина  $\phi_B$  слабо зависит от температуры в интервале 250-410К.

Экспериментальная зависимость прямого тока от напряжения для Ni-n-GaN структур сравнивалась с теоретической зависимостью Падовани-Страттона [12], согласно которой прямой ток протекает за счет термического возбуждения электронов в полупроводнике и их туннелирования сквозь вершину барьера на некоторой высоте  $E_m$  меньшей, чем высота барьера  $\phi_B$ . Эта зависимость была экспоненциальной при всех температурах (250-410К). Наклон этой зависимости в полулогарифмическом масштабе уменьшался с ростом температуры. Определенная из зависимости прямого тока от напряжения высота потенциального барьера  $\phi_B$  оказалась равной 0,9 эВ, что близко к величине  $\phi_B$ , определенной из емкостных измерений. Была оценена постоянная Ричардсона для GaN, величина которой ограничена интервалом  $1-10 \text{ A/cm}^2 \text{ град}^2$ , что не сильно отличается от теоретического значения  $A = 24 \text{ A/cm}^2 \text{ град}^2$ .

Таким образом, механизмом протекания прямого тока в Ni-n-GaN поверхностно-барьерных структурах в интервале температур 250-410К является термополевая эмиссия. Термополевая эмиссия для прямого тока предполагает, что максимум эмиттированных электронов из полупроводника в металл соответствует некоторой энергии  $E_m$ , большей

энергии уровня Ферми в полупроводнике, и меньшей высоты потенциального барьера:  $E_m = V_d$

$$\sqrt{ch \frac{qE_{oo}}{kT}},$$

где  $E_{oo} = \frac{\hbar}{2} \sqrt{\frac{N_d}{\epsilon_s m}} = 18.5 \cdot 10^{15} \sqrt{\frac{N_d}{\epsilon_{sr} m_r}}$ ,  $m^* = 0,2 \cdot m_o$  - эффективная масса электрона в

полупроводнике,  $\epsilon_s = 8,9 \cdot \epsilon_o$  - диэлектрическая проницаемость GaN,  $N_d$  - концентрация ионизированных доноров в полупроводнике,  $\hbar$  - постоянная Планка,  $k$  - постоянная Больцмана,  $V_d$  - диффузионный потенциал. Для наших структур  $N_d \cong 10^{17} \text{ см}^{-3}$  величина  $E_{oo} = 0,0044$  эВ. Величина  $E_m$  составляет 0,81 эВ, в то время как высота потенциального барьера, определенная по емкостным измерениям, была на ~0,1 эВ большей. По-видимому, это объясняет обнаруженное в ряде работ превышение высоты потенциального барьера, определенное из емкостных характеристик, по сравнению с высотой барьера, определенной из вольт-амперных характеристик, если их анализировать на основании формул для термоэлектронной эмиссии.

Итак, прямой ток в Ni-n-GaN ( $n \cong 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) поверхностно-барьерных структур в интервале температур 250-410К обусловлен термополевой эмиссией электронов, имеющих энергию на ~0,1 эВ ниже, чем высота потенциального барьера.

- [1] Q. Chen, J. W. Yang, A. Osinsky, S. Gangopadhyay, B. Lim, M. Z. Anwar, M. Asif Khan, D. Kuksenkov, and H. Temkin. *Appl. Phys. Lett.*, **70**, 2277 (1997).
- [2] Necmi Biyikli, Tolga Kartaloglu, Orhan Aytur, Ibrahim Kimukin, and Ekmel Ozbay. *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 2838 (2001).
- [3] Ching-Wu Wang. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 1568 (2002).
- [4] E. V. Kalinina, N. I. Kuznetsov, A. I. Babanin, A. I. Dmitriev, and A. V. Shchukarev. *Diamond and Rel. Mat.*, **6**, 1528 (1997).
- [5] Jong Kyu Kim and Jong-Lam Lee. *J. Electrochemical Society* **151**, G190 (2004).
- [6] J. D. Guo, M. S. Feng, R. J. Guo, F. M. Pan, and C. Y. Chang. *Appl. Phys. Lett.* **67**, 2657 (1995).
- [7] E. J. Miller, E. T. Yu, P. Waltereit, and J. S. Speck. *Appl. Phys. Lett.* **84**, 535 (2004).
- [8] Q. Z. Liu, L. S. Yu, F. Deng, S. S. Lau, and J. M. Redwing. *J. Appl. Phys.*, **84**, 881 (1998).
- [9] M. Sawada, T. Sawada, Y. Yanagata, K. Imai, H. Kimura, M. Yoshino, K. Lizuka, H. Tomozawa. *Proc. Second Int. Conf. Nitride Sem.* p. 706 (Tokushino, Japan, 1997).
- [10] P. Hacke, T. Detchprohm, K. Hiramatsu, and N. Sawaki, *Appl. Phys. Lett.* **6**, 2676 (1993).
- [11] Wei-Chih Lai et al. *Abstract of Simposiun Y. Wide-Bandgap Sem. for high-power., high-freq., high-temp. application.* Proceeding **572**, p. 12 (April 1999).
- [12] Padovani F. A., Stratton R. *Solid-State Electronics*, **9**, 695 (1966).

## НИТРИДНЫЙ ИНТЕРФЕЙС НА КОНТАКТЕ МЕТАЛЛ-(100)GaAs

Т.В. Львова,\* В.Л. Берковиц, М.С. Дунаевский, В.М. Лантратов, В.П. Улин

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Политехническая 26, 194021, Санкт-Петербург, \*e-mail: tatiana.lvova@mail.ioffe.ru

Присутствие на поверхности арсенида галлия слоя естественного окисла заметно ухудшает параметры приборов на основе контакта металл-полупроводник. Существующие процедуры очистки поверхности GaAs от окисла неизбежно приводят к сильному нарушению планарности поверхности подложки и ее стехиометрии. Создание контакта металл-GaAs с воспроизводимыми и стабильными во времени характеристиками возможно при замене слоя оксида адсорбционной пленки из чужеродных атомов, которая была бы химически инертна на воздухе и технологических средах и обладала бы достаточной термической стабильностью для совместимости с другими технологическими процессами. В качестве стабилизирующих пленок представляется целесообразным использовать слои GaN. Известно, что из-за большой разницы в постоянных решетки такие слои на поверхности GaAs теряют свою механическую стабильность уже при толщине в 2 монослоя. Поэтому нитридная пленка может эффективно защищать поверхность, только если ее толщина составляет один молекулярный слой. Такие пленки практически невозможно получить с помощью существующих способов нитридации, использующих обработку поверхностей плазмой азота. В этом случае формируются либо аморфные, либо дефектные кристаллические слои GaN.

Мы показываем, что химическая обработка поверхности GaAs в гидразин-сульфидных растворах позволяет получать контакты металл-полупроводник с кристаллически совершенным нитридным интерфейсом. Ранее нами было установлено [1,2], что поверхность (100) GaAs, обработанная в гидразин-сульфидных растворах, свободна от окисла и покрыта слоем атомов азота, хемосорбированных на атомах галлия, т.е. монослоем нитрида. О сплошности формируемого слоя свидетельствует устойчивость поверхности в атмосферных условиях.

В настоящей работе выполнены исследования нитридного интерфейса и его влияние на электрофизические параметры контакта металл-GaAs. Использовались подложки n-GaAs, ориентированные в плоскости (100), с концентрацией электронов  $1-2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Исследования топографии поверхности методом АФМ до и после нитридации обнаружили, что в результате обработки в гидразин-сульфидном растворе микрорельеф поверхности сглаживается. Для определения термической стабильности нитридного интерфейса образцы отжигались в вакууме. Анализ картин электронной дифракции (ДБЭ) от поверхности нитридизованных образцов показал, что характер дифракционной картины (1x1) не меняется в широком интервале температур (от комнатной до температур выше  $700^\circ\text{C}$ ).

Исследования влияния отжига в вакууме на микрорельеф нитридизованной поверхности методом СТМ показали, что длительный отжиг в течение 60 минут при температурах  $400-550^\circ\text{C}$  не приводит к развитию микрорельефа, как это обычно происходит в случае поверхности GaAs с естественным окислом.

Совокупность проведенных исследований позволяет заключить, что нитридная пленка, сформированная на поверхности GaAs в результате обработки в гидразин-сульфидном растворе, обладает кристаллической структурой и достаточно термически устойчива.

Для выяснения влияния нитридного слоя на характеристики контактов металл-полупроводник на нитридизованную поверхность GaAs напылялись металлы двух типов: Ti, который является химически активным по отношению к GaN и GaAs, и инертное по отношению к ним при низких ( $< 300^\circ\text{C}$ ) температурах Au. Выполнены сравнительные

исследования электрофизических параметров поверхностно-барьерных структур Au/GaAs и Au-Ti/GaAs, изготовленных на обычных (окисленных) и нитридованных подложках (100)GaAs. Характеристические параметры исследуемых структур определялись из вольт-амперных и вольт-емкостных характеристик. Установлено, что в случае нитридизации поверхности GaAs, электрофизические параметры как Au/GaAs, так и Au-Ti/GaAs структур улучшаются, в частности, уменьшаются обратные токи, увеличиваются напряжения пробоя. (см. рисунок)

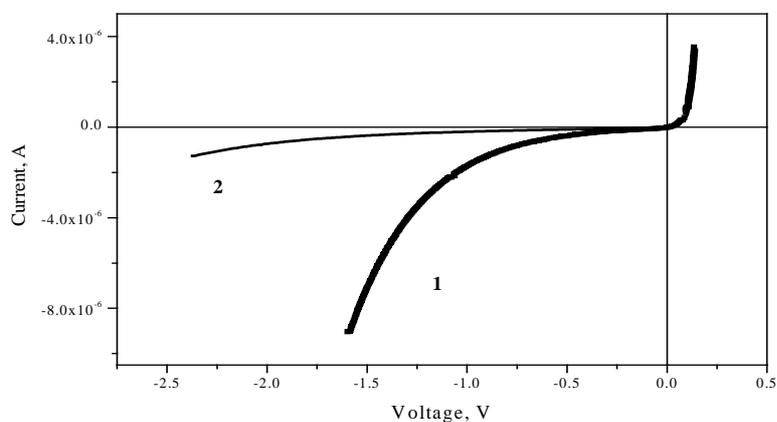


Рис. Типичные вольт-амперные характеристики структур Au-Ti/GaAs, полученные на нитридованной поверхности-(2) и на поверхности с естественным окислом-(1).

Коэффициенты идеальности  $n$ , определяемые из прямой ветви вольт-амперных характеристик для структур Au-Ti/GaAs, полученных на нитридованном GaAs и покрытым слоем естественного окисла, составляют соответственно  $1,06 \pm 0,01$  и  $1,2 \pm 0,1$ . Зависимости прямого тока от напряжения для структур Au-/GaAs существенно отличаются от наблюдаемых на Au-Ti/GaAs, что указывает на различия в химическом составе и структуре формирующихся интерфейсов. Главным фактором наблюдаемых различий является, по-видимому, различия химической активности Ti и Au по отношению к оксидным и нитридным компонентам на поверхности GaAs. Взаимодействие Ti с этими соединениями может приводить к разрушению диэлектрической прослойки на границе полупроводник-металл.

Работа поддержана граном РФФИ, проект 04-02-17634

[1] V.L. Berkovits, T.V. L'vova, V.P. Ulin Vacuum, **57**, 201 (2000)

[2] V.L. Berkovits, V.P. Ulin, M. Losurdo, P. Capezzuto, G. Bruno, G. Perna, V. Capozzi Appl. Phys. Lett., **80**, 3739 (2002)

## РОЛЬ ПОВЕРХНОСТНЫХ СОСТОЯНИЙ В ФОРМИРОВАНИИ СВОЙСТВ ПОЛЕВЫХ GaN-ГЕТЕРОТРАНЗИСТОРОВ

*А.Н. Ковалев*

Московский Государственный Институт Стали и Сплавов

Москва, 119991, Ленинский пр-т, 4.

E-mail: kovalev@misis.ru

Рассмотрены современные проблемы создания полевых GaN-гетеро-транзисторов. Качество AlGaN/GaN-гетероструктур оценивается проводимостью 2D-канала. Для повышения тока в канале  $I_{d\max}$  необходимо увеличение концентрации электронов  $n_s$  и их подвижности  $\mu_n$ . Эти величины зависят от толщины и состава барьерного слоя AlGaN. Обсуждаются модели, объясняющие формирование 2DEG, роль поверхностных состояний, влияющих на основные характеристики прибора.

Эффекты поляризации оказывают существенное влияние на распределение электрического поля в AlGaN/GaN-структуре. Поле в слое AlGaN зависит от плотности дипольных зарядов, поляризации на верхней и нижней его границе. Согласно [1] энергия, определяемая существованием поляризационных зарядов в слое AlGaN, образует на поверхности положительно заряженные донорноподобные центры, через которые проходит уровень Ферми. Электроны, ушедшие с этих уровней в 2D-канал, образуют 2DEG. В тонком барьерном слое ( $< 5$  нм) уровень Ферми проходит выше донорных поверхностных центров, электроны не уходят с них, и 2DEG в канале нелегированной структуры отсутствует.

Поляризационные поля не только обуславливают высокую плотность 2DEG, но также влияют на его транспортные свойства, создавая рассеяние на поляризационном заряде, расположенном в плоскости гетерограницы. Концентрационная зависимость подвижности  $\mu_n$  в канале имеет колоколообразную форму, ограниченную при низких температурах и  $n_s < 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  рассеянием на граничном поляризационном заряде, а со стороны более высоких концентраций – рассеянием на шероховатостях гетерограницы, при  $T > 250\text{K}$  – рассеянием на полярных оптических фононах [2].

Коллапс тока (уменьшение тока при RF частотах до 50 % от DC значений) и соответственно снижение выходной мощности связывают с присутствием глубоких ловушек, которые перезаряжаются медленнее, чем изменяется переменный сигнал. Большинство фактов указывает на то, что коллапс тока есть следствие медленной зарядки поверхностных состояний электронами из затвора, что ассоциируется с образованием виртуального затвора, расположенного между затвором и стоком, который сужает под собой канал из-за дополнительного обеднения и тем самым снижает ток через прибор.

Относительно природы поверхностных ловушек существуют различные предположения. В [3] предложена экспериментально обоснованная модель, включающая континуум поверхностных состояний U-формы с возрастанием плотности уровней от середины к границам запрещенной зоны в комбинации с околоповерхностным глубоким уровнем,  $E_c - 0,37$  эВ, связанным с вакансией азота  $V_n$ .

U-состояния связаны с поверхностным беспорядком, вызванным присутствием нестехиометрических окислов с произвольным упругим напряжением. Высокая плотность  $V_n \approx 8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$  обусловлена неравновесными условиями роста, а также низкой растворимостью азота в AlGaN при температуре роста. Положение уровня Ферми на поверхности определяется U-распределением и для  $\text{Al}_{0,28}\text{Ga}_{0,72}\text{N}$   $F_s = E_c - 1,4$  эВ.

Таким образом,  $V_n$  оказываются положительно заряженными донорными уровнями, электроны с которых уходят в 2D-канал.

Минимизация процессов, вызывающих генерацию  $V_n$ , является одной из главных задач технологии обработки поверхности. С учетом последующей пассивации поверхности различными диэлектрическими пленками ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Sc}_2\text{O}_3$ ,  $\text{MgO}$ ) показано преимущество

предварительной N<sub>2</sub>-плазма обработки поверхности, обеспечивающей ликвидацию коллапса тока.

С целью оптимизации параметров GaN-гетеротранзисторов предлагается иметь определенную долю In как в 2D-канале (InGaN) для использования поляризационного эффекта, так и в барьерном слое (AlInGaN) для уменьшения этого эффекта при применении модулированного легирования в барьерном и буферном слоях.

В последних работах [4] успешно реализована конструкция затвора, содержащая дополнительную плату, модулирующую поле (Field Plate – FP), расположенную на диэлектрической пленке между затвором и стоком. Введение FP привело к резкому улучшению параметров GaN-HEMT для прибора с размерами: длина затвора  $L_g = 0,55$  мкм, ширина  $W_g = 246$  мкм,  $L_{FP} = 0,9$  мкм, расстояние от FP до стока – 3 мкм, на 8 ГГц получены: линейное усиление 10,7 дБ, эффективность 49,6 %, плотность мощности 30,6 Вт/мм, напряжение  $V_d = 120$  В.

Таким образом, экспериментально показаны уникальные возможности AlGaIn/GaN-структуры для создания СВЧ мощного полевого транзистора.

[1] I.P. Smorchkova, C.R. Elsass, G.P. Ibbetson et al. J. of Appl., 8, 4520 (1999).

[2] O. Katz, A. Horn, G. Bahir and J. Salzman. IEEE Trans. on. Electron. Dev. 50, 10, 2002 (2003).

[3] H. Hasegawa and T. Hashizume, Mat. Res. Soc. Symp. Proc. 743, L2.6 (2003).

[4] Y.Wu, A.Saxler, M.Moore et al. IEEE Electron. Dev. Let. 25,3,117 (2004).

## WBG MATERIALS AND DEVICE STRUCTURES GROWN WITH SVT-MBE SYSTEMS

*Andrei V Osinsky, Amir Dabiran, Peter Chow.*  
SVT Associates, Eden Prairie, MN 55344, USA

SVT-MBE machines allow integration of diagnostic systems in both R&D and production environments for closed-loop feedback control. Implementation of these tools has demonstrated their inherent benefits in the development and optimization of state-of-the-art nitride-based devices. In particular, SVT has demonstrated substantial improvements in AlGaIn/GaN HEMTs by precise monitoring of the growth conditions. The MBE growth technique, using solid Ga and Al and RF plasma-dissociated N<sub>2</sub> as the precursors, has been established as an excellent method for producing the active layers of the HEMTs, UV LEDs and photodetectors. Some of the achieved AlGaIn/GaN HEMT and UV photodetector parameters will be presented. SVT Associates has developed a temperature measurement system (In-Situ 4000 Process Monitor) specifically designed for MBE which combines two-color pyrometry and two channels of narrowband reflectometry in a single instrument. The recently introduced in-situ 6000 Process Monitor has been successfully utilized for precise flux monitoring and control in the growth of dilute nitride structures. Improvement of the commercialization prospects of devices grown by MBE is achieved through excellent thickness, doping and composition uniformity across the wafer in combination with high growth throughput for high-quality structures.

## **ПРОБЛЕМЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМ ДЛЯ РАЗДЕЛЕНИЯ ПЛАСТИН ШИРОКОЗОННЫХ МАТЕРИАЛОВ НА КРИСТАЛЛЫ**

***Кондратенко В.С., Гиндин П.Д.***

МГАПИ, ул. Вавилова, 38, 117942, Москва, Россия

***Данилин В.Н., Жукова Т.А.***

ФГУП НПП "Пульсар"

Окружной проезд, 27, 105187, Москва, Россия

***Наумов А.С., Черных С.П.***

Агентство технологических исследований ЮниСаф

103536, Москва, Зеленоград, корпус 523

Одним из главных преимуществ использования методов лазерной резки является экономичность. Даже при скрайбировании алмазным резцом на рез нужно оставлять полоску шириной не менее 50 мкм. При резке алмазным диском еще больше - 120-170 мкм, даже при использовании тонких алмазных дисков толщиной 50-60 мкм. Лазерная резка позволяет иметь ширину реза 5-10 мкм. При большом количестве кристаллов с размерами 0,25x0,25 мм<sup>2</sup> или 0,3x0,3 мм<sup>2</sup> общая площадь потерь на рез может составлять 10-20% всей площади. Лазерная резка с шириной реза, близкой к "нулю", позволяет уменьшить эти потери. Среди американских фирм ведущими можно назвать фирмы JP series Associates (JPSA) и New Wave Research (NWR). Следует отметить, что фирма NWR 90% своих лазерных систем для резки сосредоточила на Тайване. Всего этой фирмой разработано свыше 40 установок.

Установки по принципу работы являются лазерными скрайберами, т.е. лазером выжигается канавка глубиной 10-15 мкм, а затем пластина раскалывается на кристаллы. Естественно, что такой метод разделения лучше работает на утоньшенных до 50-150 мкм пластинах сапфира. Как правило, резка даже двухдюймовых сапфировых пластин толщиной 330-430 мкм затруднена. Имеются проблемы и с резкой структур с подложкой из SiC, AlN, GaN. К преимуществам лазерной резки следует отнести и повышенную по сравнению со скрайбированием алмазным резцом скорость резания, что почти в 2 раза снижает стоимость самой резки. Как правило, при разделении пластин на кристаллы, возникающие напряжения снижают на 10-20% мощность светодиодов и лазеров на III-нитридах. Лазерная резка ухудшает параметры на 2-5%. Ухудшение параметров светодиодов и лазеров после резки может быть связано с выделением тепла расплавлением и испарением сапфира. В связи с этим, как правило, используются лазерные системы с короткой длиной волны и импульсами малой длины и большой скважностью.

При скрайбировании алмазным резцом таких проблем не возникает и поэтому в области приборов на GaAs такие фирмы как Dynatex могут успешно использовать свои скрайберы с алмазным резцом. Европейская фирма Advanced Laser Separation International (ALSI) в Нидерландах считает, что 40 ваттный твердотельный лазер пригоден для резки на кристаллы как светодиодов, так и других электронных приборов с подложками от InP до SiC.

Другая европейская фирма, активно работающая в области лазерной резки, это фирма Saynova в Швейцарии. На установках резки на кристаллы с помощью лазера этой фирмой используется покрытие пластин слоем воды или другой прозрачной жидкой среды. Их установки уже опробованы для резки GaAs, Si, GaN и SiC. Причем используются лазеры с разной длиной волны - от красного до зеленого и ультрафиолетового. Использование водной защитной среды видимо позволит осуществлять резку пластины насквозь. На рис. 1 C.S. p.28 Jan-Feb 2004 показаны результаты, полученные на установках для лазерной резки фирмы Oxford Laser, Англия. Специалисты фирмы утверждают, что таким способом можно разрезать "насквозь" пластину сапфира толщиной до 700 мкм.

В данном докладе будут представлены и обсуждены результаты, полученные на отечественных установках лазерной резки, разработанных группой специалистов под руководством академика Кондратенко. Отечественные установки в некоторых аспектах являются уникальными, защищены патентами и перспективны для использования в постростовой технологии производства светодиодов, лазеров и СВЧ приборов на широкозонных материалах.

## ЗАРЯДОВЫЙ АККУМУЛЯЦИОННЫЙ СЛОЙ НА ПОВЕРХНОСТИ GaN(0001) n-ТИПА С ПОКРЫТИЯМИ Cs.

Г.В. Бенеманская, В.С. Вихнин, Г.Э. Франк-Каменецкая, Н.М. Шмидт

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН  
194021 Санкт-Петербург, Россия, E-mail: Galina.Benemanskaya@mail.ioffe.ru

*В работе обнаружены новые явления, которые возникают в результате адсорбции Cs на поверхности GaN(0001) n-типа. Во-первых, обнаружена фотоэмиссия при возбуждении видимым светом из области прозрачности GaN. Во-вторых, впервые в спектрах фотоэмиссии наблюдалась осцилляционная структура.*

Исследование электронных свойств адсорбированных металлических покрытий на поверхности III-нитридов имеет как фундаментальное, так и прикладное значение, которое определяется перспективой использования данных систем при создании эмиссионных и фотодетекторных приборов. Как показали исследования последних лет, адсорбция Cs на GaN(0001) p- типа [1,2] и n- типа [3] приводит к понижению работы выхода  $\phi$  и изменению электронного сродства на поверхности. Определено, что резкое уменьшение работы выхода до  $\phi \sim 1.35$  эВ наблюдается при адсорбции Cs только на GaN n-типа, тогда как на GaN p-типа минимальное значение  $\phi \sim 3.5$  эВ.

Граница раздела Cs/n-GaN(0001) исследована методом пороговой фотоэмиссионной спектроскопии *in situ* в вакууме  $P < 1 \times 10^{-10}$  Торр. Образцы n-типа, легированные кремнием ( $1 \div 2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ), толщиной  $3 \div 4$  мкм, представляли собой эпитаксиальные слои GaN(0001), выращенные на сапфировой подложке методом эпитаксии из металлоорганических соединений MOCVD. Данные атомно-силовой микроскопии свидетельствовали о хорошем качестве поверхности. Атомарно-чистый цезий напылялся на поверхность из стандартного источника. Доза адсорбированного Cs определялась *in situ* по методике [4]. Фотоэмиссия возбуждалась монохроматическим светом, падающим на образец под углом  $45^\circ$ . Изучались спектры  $I_S(h\nu)$  и  $I_P(h\nu)$  интегральных фотоэмиссионных токов при возбуждении s- и p-поляризованным светом, соответственно. Детали методики изложены в [4-6].

На рис. 1 приведено изменение порога фотоэмиссии  $h\nu_S$  с ростом покрытия Cs. Обнаружено уменьшение порога до  $h\nu_S \sim 1.40$  эВ при дозе Cs  $\sim 4.5 \times 10^{14}$  атом/см<sup>2</sup>, что соответствует  $\sim 0.5$  монослоя (ML) цезия. Исследование спектров  $I_S(h\nu)$  и  $I_P(h\nu)$  показало, что они совпадают с точностью до оптических постоянных. Установлено равенство порогов и работы выхода  $h\nu_S = h\nu_P = \phi$ . Отметим, что GaN относится к широкозонным полупроводникам с шириной запрещенной зоны 3.4эВ. Следовательно, фотоэмиссия при возбуждении в области прозрачности GaN не может быть вызвана возбуждением электронов валентной зоны. Это является принципиальным отличием от процессов фотоэмиссии для всех известных полупроводниковых фотокатодов с цезиевым покрытием, когда возбуждаются состояния валентной зоны. Совокупность результатов можно объяснить возбуждением фотоэмиссии в случае появления в приповерхностной области GaN зарядового аккумуляционного слоя.

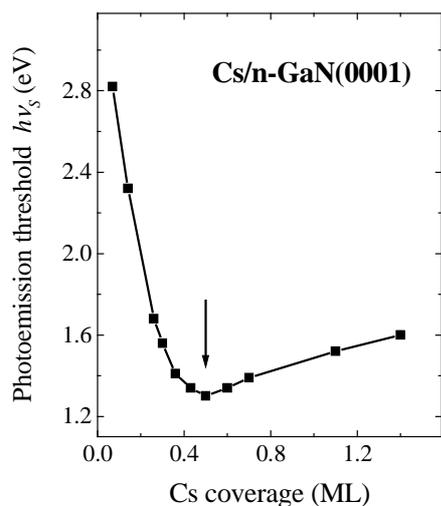


Рис.1. Порог фотоэмиссии  
 $h\nu_s = h\nu_p = \phi$

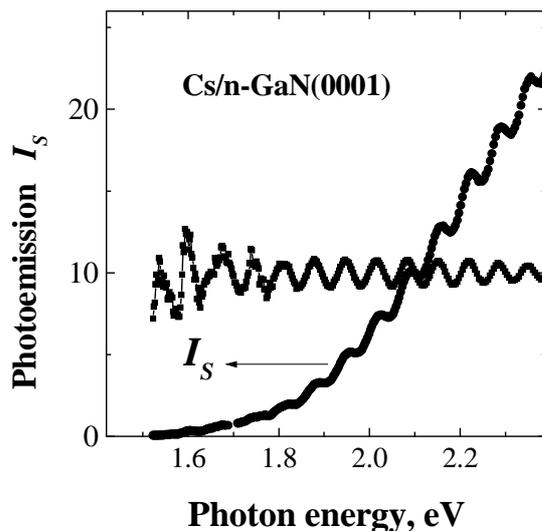


Рис. 2. Спектр пороговой фотоэмиссии  $I_s$   
при Cs покрытии 0.5ML

На рис. 2 приведен спектр пороговой фотоэмиссии при Cs покрытии 0.5ML для образца толщиной 4 мкм. Характер спектра представляется крайне необычным. Впервые в спектрах фотоэмиссии обнаружено появление ярко выраженных осцилляций фототока. Установлено, что период осцилляций в спектре постоянен по энергии  $\Delta \sim 0.07$  эВ. Следует подчеркнуть, что как сама фотоэмиссия, так и эффект осцилляций в спектрах фотоэмиссии обнаружены при возбуждении образца GaN в области прозрачности. Нам не известны более ранние факты наблюдения такого рода фотоэмиссии, а также наблюдения осцилляций в спектральных зависимостях фотоэмиссионного тока.

Предложена модель появления осцилляций, которая учитывает наличие аккумуляционного слоя и интерференции в плоско-параллельной пластине GaN. При этом фотоэмиссия из слоя может возбуждаться светом, который падает как со стороны вакуума, так и многократно со стороны образца GaN. Наблюдаемый период осцилляций  $\Delta \sim 0.07$  эВ соответствует оценке, сделанной для интерференции в плоскопараллельной пластине толщиной 4мкм.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ # 04-02-17621 и гранта в рамках программы 1-1152 "Создание и исследование атомных структур" Миннауки РФ .

- [1] M. Eyckeler, W. Mönch, et al., J. Vac. Sci. Technol. B, **16**, 2224 (1998).
- [2] C.I. Wu, A. Kahn, J. Appl. Phys. **86**, 3209 (1999), Appl. Surf. Sci. **162-163**, 250 (2000).
- [3] T.U. Kampen, M. Eyckeler, W. Mönch, Appl. Surf. Sci. **123/124**, 28 (1998).
- [4] G.V. Benemanskaya, et.al., Surf. Rev. Lett. **5**, 91 (1998), Surf. Sci. **523**, 211 (2003).
- [5] Г.В. Бенеманская, Д.В. Дайнека, Г.Э. Франк-Каменецкая, ЖЭТФ **119**, 342 (2001).
- [6] A. Liebsch, G.V. Benemanskaya, M.N. Lapushkin, Surf. Sci. **302**, 303 (1994).

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СЛОЕВ GaN(Fe) И ВЛИЯНИЕ НА НИХ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ОТЖИГА

*А.Я. Поляков, Н.Б. Смирнов, А.В. Говорков, М.Г. Мильвидский, А.А. Шленский*

ФГУП «Гиредмет», г. Москва, 119017, Б. Толмачевский пер., 5. e-mail: polyakov@girnet.ru

*S.J. Pearton*

University of Florida, Gainesville, FL 32611 USA.

Полевые транзисторы на основе AlGaIn/GaN с высокой подвижностью электронов (HEMTs) перспективны для микроволновых усилителей мощности и широкополосных линий связи. При этом в такой структуре необходим полуизолирующий буфер (SI-GaN) для достижения хорошей отсечки канала, малых потерь мощности на высоких частотах и приемлемой межприборной изоляции. Недавно было показано, что примеси переходных металлов, таких как Mn, Co, Fe, Cr образуют в GaN глубокие акцепторные центры с уровнями, близкими к середине запрещенной зоны [1,2] и таким образом могут быть использованы подобно Cr в GaAs. В этой работе мы сообщаем об электрических и оптических свойствах легированных Fe пленок GaN, выращенных методом MOCVD на сапфире. Исследуемые образцы имели общую толщину 3 мкм, из которых только ближние к сапфиру 0,5 мкм были легированы Fe. Исследование таких образцов методом ионного микроанализа показало, что в слое толщиной 0,5 мкм у подложки концентрация железа выше  $10^{18} \text{ см}^{-3}$  и монотонно снижается к поверхности. Однако вблизи поверхности пленки наблюдается рост концентрации железа. Слоевое сопротивление таких пленок при комнатной температуре равно  $2 \cdot 10^{10} \Omega/\text{кв.кв.}$ . При температурах выше 250K энергия активации темновой проводимости близка к 0,5 эВ. Эта энергия активации вероятнее всего определяется энергетическим положением ловушек, на которых закреплен уровень Ферми. ВАХ на диодах Шоттки, приготовленных термическим напылением золота, показывают хорошее выпрямление, темновой ток выше при положительном смещении на барьере. При освещении собственным светом ВАХ показывают большую фоточувствительность и положительное напряжение холостого хода. Это указывает, что исследуемый материал – высокоомный материал n-типа проводимости. Температурная зависимость тока при большом прямом смещении на диоде показывает энергию активации 0,5 эВ, что близко к энергии активации, полученной при измерении температурной зависимости тока через образец с омическими контактами. Следовательно, последовательное сопротивление диодов Шоттки в основном определяется сопротивлением полуизолирующей пленки GaN. Емкость диодов Шоттки была очень мала при комнатной температуре, но при нагревании до 400K емкость на частотах меньших 300 Гц становилась равной примерно  $20 \div 25$  пФ. Энергия активации ловушек, определяющих температурные и частотные изменения емкости и проводимости диода, измеренная с помощью адмиттанс спектроскопии, оказалась равной 0,5 эВ. Скорее всего это те же ловушки, на которых закреплен уровень Ферми. Концентрация некомпенсированных ловушек  $E_c - 0,5$  эВ, определенная из ВФХ, измеренных при 400K, равна  $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Однако прямые  $1/C^2(V)$  пересекаются с осью абсцисс при напряжениях, много больше ширины запрещенной зоны, что обычно означает присутствие высокоомного слоя вблизи поверхности. Емкость диода соответствует толщине примерно 2,5 мкм, что хорошо совпадает с глубиной, где заканчивается легирование пленки железом. Если концентрация некомпенсированных ловушек 0,5 эВ была бы однородна по толщине области пространственного заряда, эта толщина должна была быть порядка нескольких десятых микрометров. Очевидно, в верхней части пленки концентрация некомпенсированных ловушек 0,5 эВ много меньше, чем в области, измеряемой в ВФХ. Проведенный комплекс

исследований дает основание полагать, что в GaN(Fe) ближняя к подложке легированная железом часть пленки более проводящая, чем нелегированная верхняя часть пленки. Уровень Ферми закреплен на электронных ловушках с энергией активации 0,5 эВ. В спектрах ФЭРС, помимо этих ловушек, наблюдаются также электронные ловушки с энергией активации 0,9 эВ и дырочные ловушки с энергией активации 0,85 эВ. Тип этих ловушек определен путем сравнения спектров ФЭРС, измеренных на образце с омическими контактами, со спектрами, измеренными на диоде Шоттки. Происхождение как электронных, так и дырочных ловушек до конца неясно. Электронные и дырочные ловушки с похожими энергиями наблюдались в нелегированных слоях n-GaN, выращенных различными методами и могут быть отнесены к собственным дефектам. В то же время, в имплантированных железом образцах n-GaN мы наблюдали электронные ловушки около 0,5-0,6 эВ от дна зоны проводимости, которые мы связывали с комплексами переходных металлов с собственными дефектами [2]. Что касается ловушки 0,9 эВ, ее энергетический уровень находится слишком далеко от уровня  $E_c - 1.7$  eV, связываемого с акцепторами, создаваемыми Fe в позиции замещения [2]. Довольно неожиданно, что электронная проводимость в нижней части пленки, сильно легированной железом, и которая должна быть сильно компенсирована, выше, чем проводимость верхней, номинально нелегированной части пленки. Это дает основания предположить, что концентрация глубоких электронных ловушек, компенсированных акцепторами Fe, также выше в легированной железом части пленки и, возможно, эти ловушки образуются центрами с участием Fe. Следует также помнить о дырочных ловушках 0,85 эВ и их возможной роли в компенсации. Для использования таких пленок в качестве буферных слоев полевых транзисторов, необходимо понять, насколько чувствительно сопротивление пленок к отжигам при температурах около 1000<sup>0</sup>С типичных для MOCVD. Был проведен на этих образцах быстрый термический отжиг в атмосфере азота при температурах 850, 950 и 1050<sup>0</sup>С. Отжиг при температуре 850<sup>0</sup>С не приводил к изменению свойств слоев. Отжиг при 1050<sup>0</sup>С приводит к снижению слоевого сопротивления на два порядка, уменьшению интенсивности МКЛ и повышению шероховатости поверхности. Концентрация глубоких ловушек  $E_c - 0,5$  эВ заметно снижалась. Для более однозначных выводов необходимо провести эксперименты по отжигу слоев GaN(Fe) в протоке аммиака. Работа во ФГУП «Гиредмет» выполнена при поддержке РФФИ (проект 04-02-16510).

1. A.Y.Polyakov, N.B.Smirnov, A.V.Govorkov, N.V.Pashkova, J.Kim, F.Ren, M.E.Overberg, G.Thaler, C.R.Abernathy, S.J.Pearton and R.G.Wilson. J.Appl.Phys. **92**, 3130(2002).
2. A.Y.Polyakov, N.B.Smirnov, A.V.Govorkov, N.V.Pashkova, A.A. Schlensky, S.J.Pearton, M.E.Overberg, C.R.Abernathy, J.M.Zavada, R.G.Wilson. J.Appl.Phys. **93**, 5388(2003).

## ИССЛЕДОВАНИЯ И РАЗРАБОТКИ СВЧ- ТРАНЗИСТОРОВ НА ОСНОВЕ GaN

***В.Г.Мокеров.***

Институт СВЧ-полупроводниковой электроники РАН  
117105, Москва, Нагорный проезд, 7, кор. 8/0, e-mail: vmokerov@hotmail.ru

Дан анализ ситуации в AlGaIn/GaN-HEMT-технологии, являющейся одной из наиболее эффективных для создания мощных СВЧ-транзисторов и МИС, обеспечивающей рекордно высокие пробивные напряжения ( $BV_{ds}$  и  $BV_{dg}$ ) и концентрации электронов в канале транзисторов, а также их высокую дрейфовую скорость. Производство СВЧ-транзисторов сдерживается из-за ряда нерешенных технологических проблем: качества подложек, относительно невысоких значений электронной подвижности, повышенной фоновой электронной проводимости в канале, характеристик барьера Шоттки, влияния поверхностных, интерфейсных и объемных электронных ловушек, а также других типов дефектов. Коллапс тока стока  $I_d$  и деградация частотных характеристик приборов, значительные токи утечки затвора  $I_{gd}$  связаны с деградацией характеристик при больших входных СВЧ-сигналах, особенно при повышенных температурах. Обсуждаются пути совершенствования и оптимизации технологии.

## ОБЗОР НОВЕЙШИХ ДОСТИЖЕНИЙ В РАЗРАБОТКЕ СВЧ ТРАНЗИСТОРОВ НА НИТРИДЕ ГАЛЛИЯ

*В.Н. Данилин, Т.А. Жукова, М.А. Комаров, Н.И. Уваров*  
ФГУП НПП "Пульсар", Окружной проезд, 27, 105187, Москва, Россия

*С.П. Черных*

Агентство технологических исследований ЮниСаф, 103536, Москва, Зеленоград, корпус 523

Одним из наиболее выдающихся достижений в области разработок СВЧ приборов нового поколения на GaN безусловно является достигнутый новый рекорд по удельной плотности выходной мощности в ГПТШ (HFET). С прибора, имеющего длину затвора  $L_3 = 0,55\text{мк}$  и ширину  $W_3 = 0,246\text{мм}$ , получена выходная мощность свыше 8Вт [1]. Это почти в 3 раза превышает все предыдущие рекордные достижения. Такую высокую плотность мощности  $P = 32,2\text{Вт/мм}$  на частоте  $f = 4\text{ГГц}$  при  $K_p = 14\text{дБ}$  и КПД (PAE) = 54,8% удалось достигнуть за счёт повышения рабочего напряжения до 120В.

Используя технологию, получившую название Field-Plate, авторам удалось не только устранить явление коллапса, но и резко, почти в 2 раза, повысить рабочее напряжение. Технология Field-Plate заключается в помещении над слоем диэлектрика  $\text{SiN}_x$  в пространстве затвор-сток металлического электрода, соединённого с затвором. Иногда затвор выполняют в виде Г-образной формы с расширением в сторону стока. Поскольку такое расширение связано с увеличением ёмкости затвора и, следовательно, со снижением высокочастотных свойств прибора, ширину металлического электрода оптимизируют. Как правило, для мощных транзисторов это составляет менее половины расстояния затвор-сток. Технология Field-Plate, наряду с пассивированием поверхности диэлектрической плёнкой, уже используется фирмами NEC, Toshiba и другими при разработке HFET с выходной мощностью свыше 50–100Вт в диапазоне 2ГГц для передающих устройств в системах сотовой телефонной связи. Фирма Fujitsu, также работающая в данном направлении, разработала транзистор с выходной мощностью 174Вт при рабочем напряжении 63В. Приборы имели КПД свыше 54% [2]. Высокие пробивные напряжения достигнуты также другим путём – за счёт использования “cap” слоя GaN, легированного кремнием, и удаления части этого слоя под омическими контактами [3].

Вторым по значению выдающимся достижением последних лет можно считать использование высокоомных подложек Si(111) для выращивания AlGaIn/GaN HFET эпитаксиальных структур. Фирма Nitronex совместно с фирмой Rockwell Collins продемонстрировала прибор на Si(111) подложках с  $R_{\text{вых}}$  более 120Вт на частоте 2ГГц с  $K_p = 11,2\text{дБ}$  и КПД свыше 39% [4]. Подложки кремния доступны, дешёвы, хорошо обработаны, имеют достаточно хорошую теплопроводность, не ограничены по диаметру, легко поддаются утоньшению, что даёт возможность изготавливать на них сквозные отверстия (via-hole), перспективны для создания комбинированных схем, сочетающих элементы из Si и GaN. Главная трудность при их использовании – создание качественного переходного слоя GaN-Si(111) при эпитаксии из-за сильного различия по КТР и параметров решётки более чем на 50%. Фирма Nitronex имеет запатентованную технологию “SiGaNTEK”, позволяющую выращивать на пластинах Si(111) высококачественные эпитаксиальные структуры AlGaIn/GaN. В связи с перспективностью направления многие зарубежные фирмы работают над решением связанных с этим проблем. В работе [5] достигнута удельная плотность мощности AlGaIn/GaN HEMT на Si(111) 6,6Вт/мм, что является рекордом 2003 года для нитрид галлиевых приборов на кремниевой подложке. Работы по использованию кремниевой подложки активно проводятся в Японии, Корее, Китае.

Наряду с феноменальными успехами в области разработок мощных транзисторов, большие успехи достигнуты и в области разработок маломощных транзисторов в диапазоне частот от 1 до 25ГГц. По фактору шума приборы на GaN почти не уступают традиционным приборам на GaAs [6,7]. Высокое пробивное напряжение затвор-исток позволяет избежать в реальных схемах использование защитных от воздействия СВЧ мощности входных устройств на рпн диодах, увеличивающих общий фактор шума всего устройства на 1–2дБ. Это позволяет маломощным транзисторам на GaN не только конкурировать с приборами на GaAs, но и превосходить их в реальных устройствах. Совершенствование технологии приборов на GaN и улучшение качества исходных эпитаксиальных структур позволили в последние годы достигнуть новых рекордов по максимальной крутизне до 500мСм/мм [8], по граничным частотам  $f_t$  до 103ГГц и  $f_{max}$  до 170ГГц [9], по удельной плотности тока канала до 2,1А/мм [10].

Наряду с успехами в области разработок дискретных приборов большие достижения имеются в области создания гибридных и монокристаллических интегральных схем на приборах из GaN [11]. Одним из выдающихся результатов следует считать получение монокристаллической интегральной схемы двухкаскадного усилителя мощности с  $P_{вых}$  имп.=24,2Вт,  $K_p$ =12,8дБ и КПД=22,2% на частоте  $f$ =16ГГц [12]. В докладе обсуждаются различные типы гибридных и монокристаллических ИС и области их применения.

Транзисторы на GaN могут использоваться не только в СВЧ диапазоне на замену и в дополнение к приборам на GaAs, но и в области низких частот (вплоть до промышленной частоты) на замену приборов из Si и даже SiC в силовой электронике. В силу своих уникальных электрофизических параметров приборы на GaN имеют самое низкое сопротивление во включённом состоянии [13]. В докладе будут рассмотрены аспекты применения приборов на GaN в области силовой электроники.

Все вышеперечисленные достижения были обусловлены большим количеством работ по исследованию и совершенствованию эпитаксиальных структур AlGaIn/GaN на подложках из Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, SiC и Si(111), выполненных методами MOCVD, MBE и HVPE.

В докладе обсуждаются пути дальнейшего совершенствования качества эпитаксиальных структур, проводится сравнение различных способов их изготовления, а также рассматриваются особенности технологических методов их изготовления, используемых передовыми фирмами, налаживающими коммерческое производство СВЧ приборов на GaN для различных областей их применения. Проводится анализ состояния дел с отечественными разработками.

[1] Y.-F. Wu, A. Saxler, M. Moore, R. P. Smith, S. Sheppard, P. M. Chavarkar, T. Wisleder, U. K. Mishra, and P. Parikh, IEEE Electron Device Lett., vol.25, pp.118 – 119, March 2004.

[2] Internet, SiliconStrategies.com, KAWASAKI, Japan- - Fujitsu Lab. Ltd., pp.1-3, Dec. 2003

[3] T. Kikkawa, M. Nagahara, N. Okamoto Y. Tateno, Y. Yamaguchi, N. Hara, K. Joshin, and P. M. Asbeck, IEDM, Washington, DC, Dec. 2-5, 2001

[4] Nitronex, Compound Semicond., p.13, Oct. 2003

[5] R. Behtash, H. Tobler, M. Neuburger, A. Shurr, H. Leier, Y. Cordier, F. Semond, F. Natali, and J. Massies, Electron. Lett., 2003, 39, p.627

[6] Wu Lu, Vipin Rumar, Edwin L. Piner, and Ilesanmi Adesida, IEEE Trans. Electron Devices, vol.50, pp.1069-1074, 2003

[7] I. Adesida, W. Lu, and V. Kumar, 6 Int. Conf.on Solid-State and IC Technology Proc., pp.1163-1168, 2001

[8] Oki Electric Industry Co, Ltd, Compound Semicond., p.13, May 2003

[9] J. A. Bardwell, Y. Liu, H. Tang, J. B. Webb, S. J. Rolf, and J. Lapointe, Electron. Lett., 2003, 39, pp.564-566

[10] A. Chini, R. Coffie, Meneghesso, E. Zanoni, D. Buttari, S. Heicman, S. Keller, and U.K. Mishra, Electron. Lett., 2003, 39, pp.625-626

[11] J. Palmour, Symposium E (Volume 680E at MRS Website, p.2), MRS Spring 2001, April 17-20, 2001

[12] J. W. Palmour, S. T. Sheppard, R. P. Smith, S. T. Allen, W. L. Pribble, T. J. Smith, Z. Ring, J. J. Sumakeris, A. W. Saxler, and J. W. Milligan, IEDM, Washington, DC, Dec. 2-5, 2001

[13] N. -Q. Zhang, B. Moran, S. P. DenBaars, U. K. Mishra, X. W. Wang, and T. P. Ma, IEDM, Washington, DC, Dec. 2-5, 2001

# О НЕСТАБИЛЬНОСТИ РАБОЧИХ ХАРАКТЕРИСТИК ГЕТЕРОСТРУКТУРНЫХ ПОЛЕВЫХ ALGANGAN ТРАНЗИСТОРОВ

***С. Шаповал\**, *В. Сироткин*, *А. Ковальчук***

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН  
Черноголовка, Московская область, Россия  
\*Shapoval@ipmt-hpm.ac.ru

***В. Земляков***

ФГУП «НИИ Исток», Фрязино, Московская область, Россия

Хорошо известно, что существенное уменьшение тока и выходной мощности, наблюдаемое при повышении частоты сигнала (сламп-эффект) ограничивает возможности гетероструктурных полевых AlGaIn/GaN транзисторов. Этот эффект связан с влиянием ловушек на поверхности и в объеме полупроводника в областях затвор–сток и затвор–исток.

Для изучения распределения потенциала и плотности электронов в областях близких к затвору мы использовали двумерную модель. На рис.1 приведено распределение плотности электронов в транзисторной структуре: без пассивации (А), пассивированной слоем с плотностью состояний  $10^{12} \text{ см}^{-2}$  (В), пассивированной диэлектрической пленкой с плотностью состояний  $5 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$  (С). В случае А поверхность полупроводника обеднена, диэлектрик с плотностью состояний  $10^{12} \text{ см}^{-2}$  компенсирует обеднение, а при плотности состояний  $5 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$  поверхность обогащена электронами.

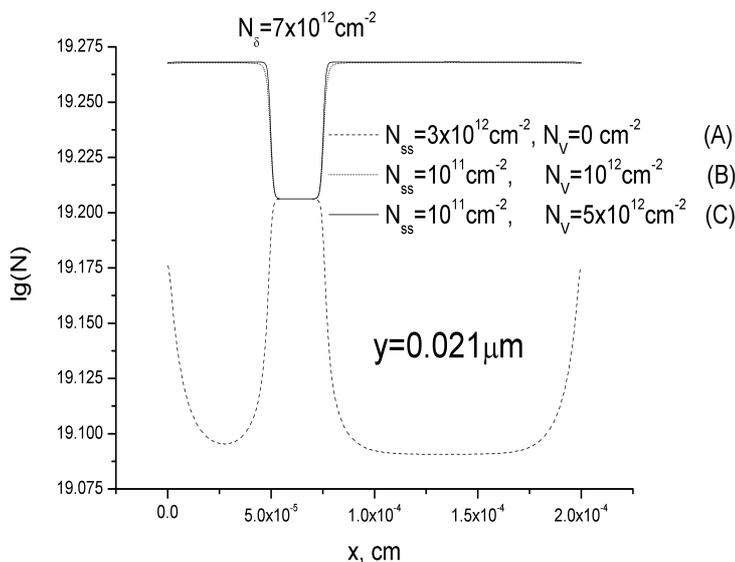


Рис.1. Распределение плотности электронов в AlGaInGaN структуре при различных плотностях состояний в пассивирующем слое ( $N_v$ )

Аналогичное моделирование было сделано для оценки влияния пассивации на утечки затвора. Показано, что осаждение слоя с плотностью состояний  $5 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$  позволяет уменьшить величину потенциала около периферии затвора и уменьшить величину тока утечки затвора.

Заметное влияние на рабочие характеристики гетероструктурных полевых транзисторов на основе AlGaIn/GaN оказывают ловушечные центры с глубокими уровнями (см., например [1]). В частности, при приложении к затвору положительного напряжения возможно туннелирование электронов из области канала (двумерного электронного газа) в слой AlGaIn.

Захват части этих электронов ловушками, расположенными в указанном слое, может привести к изменению величины порогового напряжения. На рис.2,3 приведены результаты математического моделирования подобного процесса.

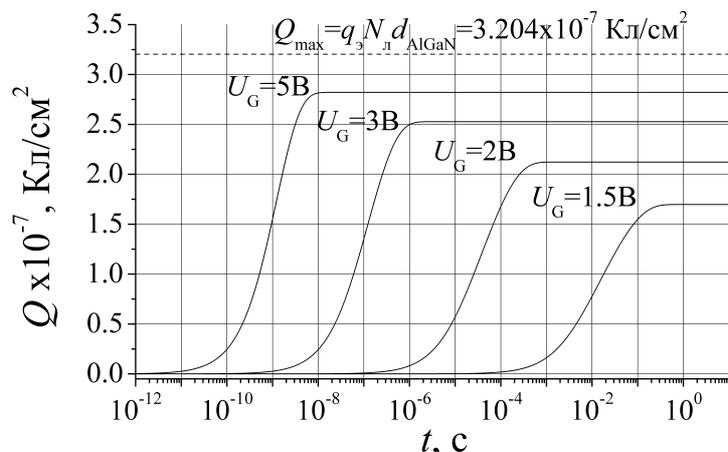


Рис.2. Динамика накопления заряда  $Q$  в слое  $Al_{0.3}Ga_{0.7}N$  ( $d_{AlGaN}=20$  нм) при различных значениях положительного напряжения  $U_G$ , поданного на затвор полевого  $AlGaN/GaN$ -транзистора (HEMT). Предполагается, что объемная плотность электронных ловушек  $N_l$  равна  $10^{18}$   $см^{-3}$ . Сечение захвата на ловушки и глубина залегания ловушечного уровня полагались равными  $1.9 \times 10^{-15}$   $см^2$  и 0.61 эВ, соответственно (см. [2]).

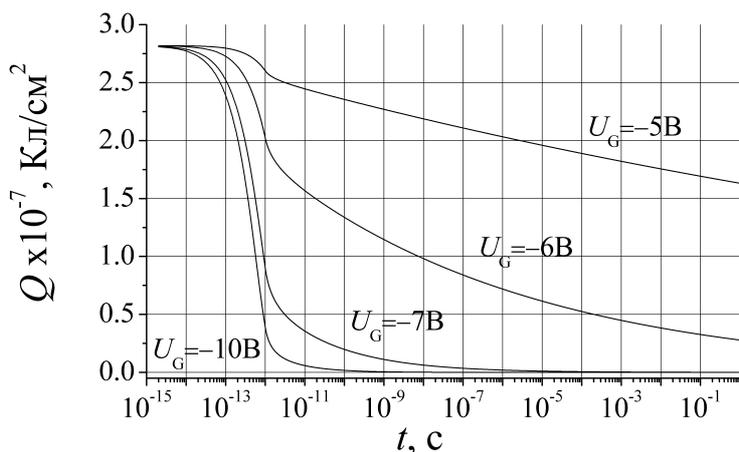


Рис.3. Релаксация заряда в структуре, описанной на рисунке 1, при переключении затворного напряжения со значения 5 В до величины  $U_G$ .

Работа была поддержана грантами программы «Физика твердотельных наноструктур» и ONR “Wide band gap transistors”.

[1] S. C. Binari, P. B. Klein, and T. E. Kaizer, Proc. IEEE **90**, 1048 (2002).

[2] T. Mizutani, T. Okino, K. Kawada, Y. Ohno, S. Kishimoto, and K. Maezawa, phys. stat. sol. (a) **200**, No. 1, 195 (2003).

[3] S.Yu. Shapoval et al., Proc. Of 10<sup>th</sup> Symp. Nanostructures: Physics and Thechnology, June 17-21, 2002, p.101.

## КОРРЕЛЯЦИЯ НИЗКОЧАСТОТНОГО ШУМА В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЯХ НИТРИДА ГАЛЛИЯ СО СТЕПЕНЬЮ ИХ СТРУКТУРНОГО СОВЕРШЕНСТВА

*Н.М. Шмидт, М.Е. Левинштейн, В.В. Лундин, А.И. Бесюлькин, П.С. Копьев*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской Академии наук, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул. 21, Россия

E-mail: nakago@mail.ru

*S.L. Romyantsev, N. Pala, M.S. Shur*

Department of Electrical, Computer, and Systems Engineering, CII 9017, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy NY 12180-3590

Хорошо известно, что шум  $1/f$  является одним из наиболее чувствительных индикаторов структурной неупорядоченности полупроводников. Однако, насколько нам известно, никаких попыток установить корреляцию между структурным совершенством слоев GaN и уровнем шума  $1/f$  до сих пор предпринято не было. Это и явилось задачей настоящей работы.

Исследования проводились на эпитаксиальных слоях нитрида галлия  $n$ -типа проводимости, выращенных на сапфировых подложках (0001) методом эпитаксии из металлорганических соединений (МОСVD). Слои отличались между собой условиями формирования буферного слоя, и как следствие этого, степенью структурного совершенства, значениями подвижности  $\mu$  и концентрации электронов  $n$ . Степень структурного совершенства характеризовалась количественно по ранее разработанной методике с помощью параметра степени упорядоченности мозаичной структуры  $\Delta$ .

Слой А обладал высокой степенью структурной упорядоченности ( $\Delta = 0.320$ ). При комнатной температуре концентрация электронов  $n$  равнялась  $n = N_d - N_a \approx 8 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , подвижность  $\mu = 600 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ . Толщина слоя 4 мкм. Слой В характеризовался значением  $\Delta = 0.350$ . При комнатной температуре концентрация электронов  $n$  равнялась  $n = N_d - N_a \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , подвижность  $\mu = 200 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ . Толщина слоя 3 мкм. На каждом из слоев создавались омические контакты в виде параллельных полосок длиной  $W = 240$  мкм с различным расстоянием между полосками  $L$ :  $5 \text{ мкм} < L < 41 \text{ мкм}$ . Низкочастотный шум измерялся в линейном режиме в диапазоне частот от 1 Гц до 10 кГц с использованием вольфрамовых зондов с диаметром острия  $\sim 10$  мкм. Для каждого из слоев исследовалось несколько десятков образцов с различными значениями  $L$ . Для всех образцов вольт-амперные характеристики в исследованном диапазоне токов ( $\sim 2 \times 10^{-3} \text{ А} - 0.2 \text{ А}$ ) были линейными. Измерения на образцах с различной длиной  $L$  позволило определить величину контактного сопротивления и независимо от данных холловских измерений установить значение проводимости слоев  $\sigma$ .

Во всех измеренных образцах шум при комнатной температуре имел форму  $1/f^\gamma$  с величиной  $\gamma$ , близкой к единице (фликкер шум). Спектральная плотность токового шума  $S_I$  во всем диапазоне токов была пропорциональна квадрату тока:  $S_I \sim I^2$ . На рис. 1 в качестве примера представлены зависимости  $S_I(I)$  для нескольких образцов (слой В), измеренные на частоте анализа 6 Гц.

Шумовые характеристики различных приборов и материалов, как правило, оцениваются величиной безразмерного параметра Хоуге  $\alpha$ .

Величина  $\alpha$  весьма чувствительна к структурному совершенству материала. Для структурно совершенных пленок Si значение  $\alpha$  составляет, обычно,  $10^{-4} - 10^{-5}$ . Для эпитаксиальных пленок GaAs характерное значение  $\alpha$  равняется  $10^{-3} - 10^{-5}$ . Для пленок GaN с концентрацией  $N_d - N_a \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$  стандартного качества величины  $\alpha$ , как правило, гораздо выше и лежат в пределах  $10^{-2} - 1$ . Как было показано в работе М.Е. Левинштейна,

легирование пленок GaN кремнием до концентрации  $N_d - N_a \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$  заметно уменьшает значение  $\alpha$  ( $\alpha \approx 2 \times 10^{-3}$ ). Следовало ожидать поэтому, что значение параметра Хоуге в пленке В (при равном уровне структурной неупорядоченности) окажется существенно меньше, чем в пленке А.

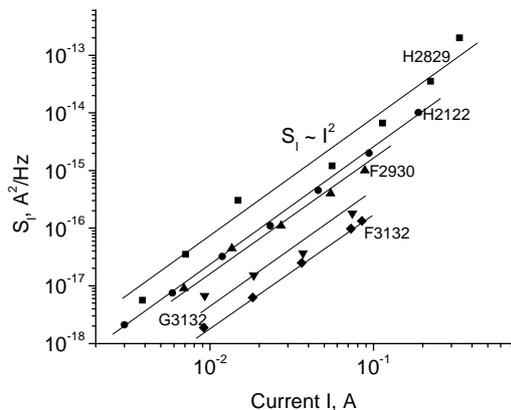


Рис. 1 Зависимость спектральной плотности шума от тока для нескольких образцов (пластина В). Частота анализа  $f = 6 \text{ Гц}$ .

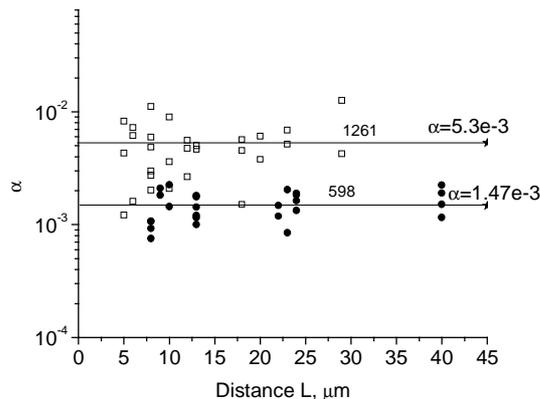


Рис. 2 Значения параметра Хоуге  $\alpha$  для образцов, изготовленных на пленке А (черные кружки) и пленке В (светлые квадраты).

Из значений параметра Хоуге, приведенных на рис.2 видно, что результат эксперимента полностью противоречит предсказанию, основанному на предположении об одинаковом структурном совершенстве пленок. Полученный результат выглядит тем убедительнее, что оценки показывают, что контактный шум, особенно в образцах с малой длиной  $L$ , должен вносить заметный вклад в общий шум структур (таким образом, измеренные значения  $\alpha$  представляют собой оценку "сверху"). Между тем, как показано выше, сопротивление контактов к образцам, изготовленным на пленке А, существенно выше, чем контактное сопротивление у образцов на пленке В. Следует заключить, что и вклад контактного шума в общий шум больше для образцов, изготовленных на пленке А. Поэтому разница между объемным шумом  $1/f$  в образцах типов А и В еще больше, чем это следует из рис.2.

Заметим, что даже полученная оценка "сверху" для параметра Хоуге в образцах, изготовленных на пластине А, является рекордно низкой для тонких эпитаксиальных пленок GaN.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 02-02-16496 и 02-02-17619).

# СВЧ СРЕДНЕЙ МОЩНОСТИ НЕМТ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ AlGaN/GaN

*Аболдуев И.М., Гладышева Н.Б., Дорофеев А.А., Матвеев Ю.А.,  
Миннебаев В.М., Чернявский А.А.*

ФГУП НИИ "Пульсар" 105187, Москва, Окружной проезд, 27

Транзистор изготовлен в ФГУП НИИ «Пульсар» на структуре выращенной на подложке сапфира (0001) методом MOCVD в реакторе горизонтального типа при пониженном давлении ЗАО "ЭЛМА-Малахит". Структура имеет следующую конструкцию:

280Å Al<sub>0,15</sub>Ga<sub>0,85</sub>N (Si)  
350Å GaN (5-8)·10<sup>16</sup> см<sup>-3</sup>  
0,95 мкм GaN буфер

Измерения, проведённые методом Холла при температуре 300К, показали подвижность и концентрацию электронов  $\mu_e = 900 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$   $n_e = 1.3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ .

На данных подложках были изготовлены транзисторы имеющие: длину затвора  $L_g = 0,5-0,6 \text{ мкм}$ ; расстояние сток-исток  $3 \text{ мкм}$ ; ширину затвора  $W_g = 250 \text{ мкм}$ .

Организация "меза" изоляции осуществлялась методом плазмо-химического травления, с маской из фоторезиста.

Омические контакты Ti(15nm)/Al(50nm)/Pt(20nm) изготавливались с помощью контактной "взрывной" фотолитографии с последующим отжигом в атмосфере азота при температуре 700<sup>0</sup>С. Удельное сопротивление омических контактов  $\rho_k = 4,5 \cdot 10^{-4} \text{ Ом}\cdot\text{см}$ .

Затвор Ni/Au формировался методом контактной "взрывной" фотолитографии с использованием короткого ультрафиолета

На рис 1. представлены ВАХ изготовленных транзисторов, ток стока при 0 смещении на затворе  $I_{cu} = 667-700 \text{ мА/мм}$ , крутизна  $S = 80 \text{ мС/мм}$ , напряжение насыщения 6В.

Измерение коэффициента усиления и выходной мощности транзистора производилось на частоте 3ГГц с помощью измерения КСВН и ослаблений РЗ-53 и стандартных измерителей мощности МЗ-54. ПТБШ собран по схеме с общим истоком в составе ГИС. Результаты измерений представлены на рисунке 2.

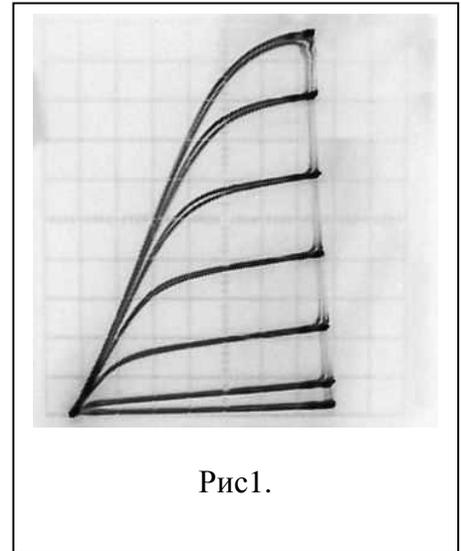


Рис1.

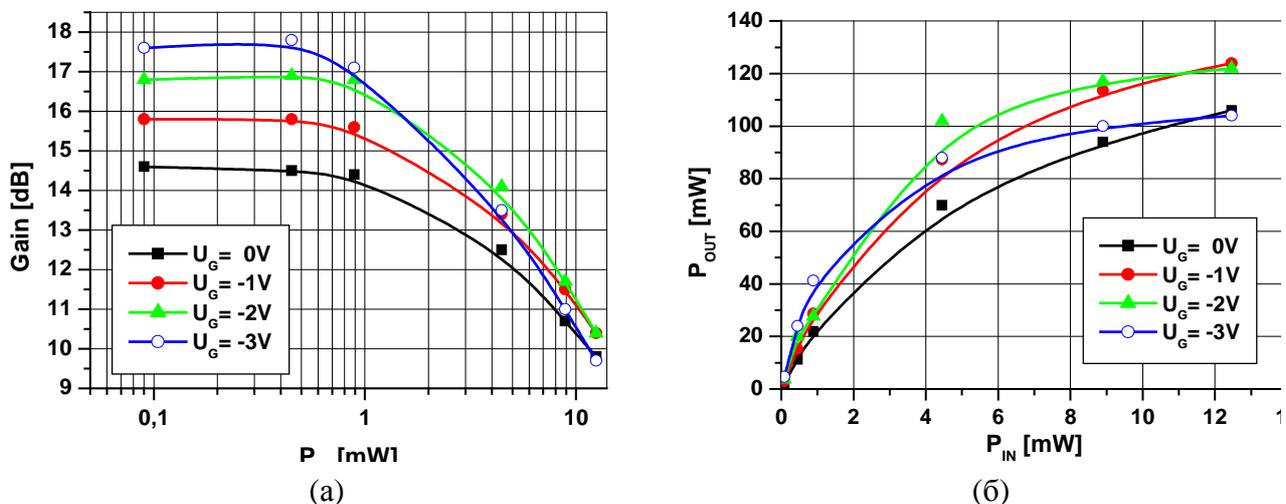


Рис.2. Измеренные коэффициент усиления (а) и выходная мощность (б) GaN транзистора при  $U_{gs} = +16\text{В}$  в зависимости от напряжения на затворе.

**ПОЛЕВОЙ ТРАНЗИСТОР НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ  
GaN/Al<sub>0,2</sub>Ga<sub>0,8</sub>N, ВЫРАЩЕННОЙ МЕТОДОМ МЛЭ  
НА ПОДЛОЖКЕ (0001)Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ИЗ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ПУЧКОВ  
Ga, Al И NH<sub>3</sub>**

**К. С. Журавлев\*, В. Г. Мансуров, В. В. Преображенский, Ю. Г. Галицын,  
В.Н.Овсяк**

ИФП СОРАН г. Новосибирск; \*zhur@thermo.isp.nsc.ru

**Ю. Н. Раков, Т. К. Бондарева, Н. В. Мончарес,  
Ю. Б. Мякишев**

ОАО «Октава», г. Новосибирск, Красный проспект 220, а/я 314

Полевой транзистор (ПТ) на гетероструктуре GaN/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N является перспективным мощным полупроводниковым прибором, способным заменить в диапазоне СВЧ электровакуумные приборы средней мощности в фазированных антенных решетках, ретрансляторах и других применениях.

В диапазоне СВЧ за рубежом к настоящему времени получены рекордные результаты по уровню удельной выходной мощности и КПД<sub>дб</sub> на гетероструктурах, выращенных МОСVD на подложках SiC [1]: P<sub>удн</sub>= 30 Вт/мм, КПД<sub>дб</sub>=50% при 120 В на стоке, а на подложках из сапфира [2] на частоте 8 ГГц получены P<sub>удн</sub>=6,5 Вт/мм и КПД<sub>дб</sub> = 51% при 24 В на стоке. При выращивании гетероструктуры методом молекулярно-лучевой эпитаксии достигнуты следующие параметры [3] на частоте 7 ГГц: P<sub>удн</sub>= 3,8 Вт/мм, КПД<sub>дб</sub>= 32% при 24 В на стоке.

В ИФП СО РАН гетероструктуры GaN/Al<sub>0,2</sub>Ga<sub>0,8</sub>N выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии в установке СВЕ-32 (Riber, Франция) с использованием молекулярных потоков Ga, Al и NH<sub>3</sub> в условиях лимитирования скорости роста потоком металлического компонента. Рост структуры производился на поверхности (0001) Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> после ее нитридации в потоке NH<sub>3</sub>. Для получения слоя GaN с Ga-полярностью на нитридированной поверхности сапфира сначала выращивался эпитаксиальный слой AlN (300А°). Высокоомный буфер GaN (1.5 мкм) выращивался при 870°С и давлении NH<sub>3</sub> 5-7x10<sup>-4</sup> Торр. Затем выращивались спейсер Al<sub>0,2</sub>Ga<sub>0,8</sub>N (30А°) и легированный кремнием (N<sub>si</sub>~10<sup>19</sup> см<sup>-3</sup>) контактный и барьерный слои Al<sub>0,2</sub>Ga<sub>0,8</sub>N (250А°). Концентрация и подвижность электронов в двумерном газе составили соответственно: n=2x10<sup>13</sup> см<sup>-2</sup> и μ=950 см<sup>2</sup>/(Вс) при комнатной температуре; n = 1.8x10<sup>13</sup> см<sup>-2</sup> и μ = 2100 см<sup>2</sup>/(Вс) при температуре жидкого азота.

В ОАО «Октава» методом оптической литографии на пластине одновременно изготавливались ПТ с длиной затвора 0,7 мкм и шириной 45 и 180 мкм. Для омических контактов применена металлизация состава Ti/Al/Ti/Au. В качестве затворной металлизации использовалась система Ni/Au. Для разделения двух уровней металлизации использован диэлектрик SiO<sub>2</sub>. Изоляция транзисторов выполнена легированием ионами бора.

Измерения статических характеристик транзисторов проводились на приборе Л2-56. На рис. 1 показаны фотоснимки ВАХ ПТ с W<sub>тр</sub>= 180 мкм. Максимальный насыщенный ток стока (при U<sub>си</sub>=5 В и U<sub>зи</sub>= +3 В) составил 390 – 611 мА/мм, удельная максимальная крутизна - 111-167 мСм/мм, напряжение отсечки - (2,5–3,5) В, напряжение насыщения тока стока (при U<sub>зи</sub>= 0 В) составило 3 – 5 В, пробивные напряжения затвор-исток и затвор-сток — 40 – 70 В.

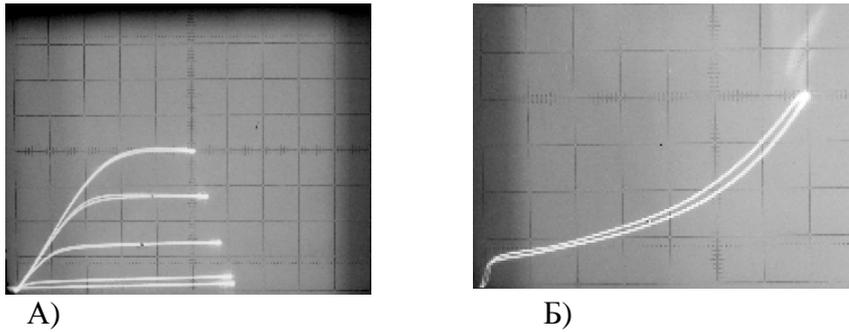


Рис.1 Стоковые ВАХ при  $U_{зи} \leq 0$  В А) и ток диода затвор – сток Б) GaN/AlGaN ППТ с шириной затвора  $W_{тр}=180$  мкм.

А) шаг по напряжению стока 1 В, по току стока 20 мА, по напряжению затвора  $-1$  В;  
 Б) шаг по напряжению затвор-сток 10 В, по току затвора 0,2 мА.

На рис.2 и 3 показаны динамические характеристики, измеренные на ПТ с  $W_{тр}=180$  мкм ( $U_{зи}=-1$  В,  $U_{си}=18$  В) на частоте 12 ГГц на пластине с использованием установки «Поляна».

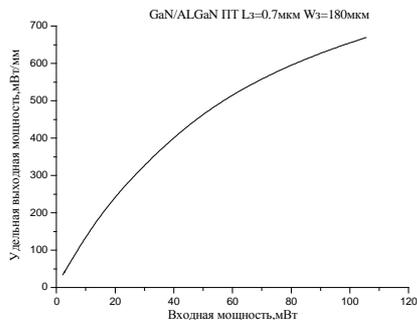


Рис. 2 Зависимость удельной выходной мощности от входной мощности ПТ с  $W_{тр}=180$  мкм на частоте 12 ГГц.

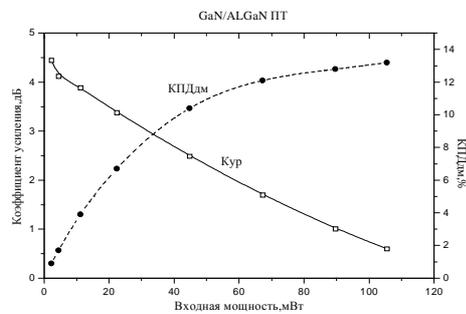


Рис.3 Зависимость коэффициента усиления и КПД по добавленной мощности от входной мощности ПТ с  $W_{тр}=180$  мкм,  $f = 12$  ГГц.

Максимальная удельная выходная мощность составила 670 мВт/мм, малосигнальный коэффициент усиления мощности 4,6 дБ, максимальный КПД<sub>дм</sub> 13,2%.

1. Cree pushes GaN transistor power density past 30W/mm, Compound Semiconductor, 2004, N 1, p.12.
2. Y.-F. Wu et al., Very-High Power Density AlGaIn/GaN HEMTs, IEEE Trans. Vol. ED-48, N 3, pp. 586-589.
3. L. F. Eastman et al., Undoped AlGaIn/GaN HEMTs for Microwave Power Amplification, IEEE Trans. Vol. ED-48, N 3, pp. 479-485.

## СТАБИЛЬНОСТЬ И НАДЕЖНОСТЬ ПРИБОРОВ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ НА GaN

***В.Н. Данилин, Т.А. Жукова***

ФГУП НПП "Пульсар", Окружной проезд, 27, 105187, Москва, Россия

***А.Н. Ковалев***

Московский институт стали и сплавов, Ленинский проспект, 4, 117936, Москва, Россия

***С.В. Тараканов***

Мин. обороны РФ, Москва, тел (095) 195-76-02

За последние несколько лет транзисторы на нитриде галлия (GaN) превзошли более, чем в 10 раз по удельной плотности мощности приборы на арсениде галлия (GaAs) в диапазоне частот от 1 до 40 ГГц. Кроме того, разработаны маломощные транзисторы, сравнимые по минимальному фактору шума с лучшими результатами, полученными на арсенид галлиевых псевдоморфных структурах. Вместе с тем, несмотря на впечатляющие достигнутые результаты, технология изготовления исходных эпитаксиальных структур AlGaN/GaN, выполненных на подложках из Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, SiC и Si(111) методами гетероэпитаксии ещё далека от совершенства. Структуры, изготовленные методами MOCVD, MBE и HVPE, имеют большое количество дефектов ( $10^8$ – $10^{10}$  см<sup>-2</sup>). Хотя дефекты в III-нитридах (AlN, GaN и InN) в силу их природы значительно слабее воздействуют на параметры приборов, чем дефекты в традиционных приборах на A<sup>III</sup>B<sup>V</sup> (GaAs, InP, GaP), их наличие сказывается на долговременной работе при высоких напряжениях и в области повышенных температур. Смогут ли приборы на нитриде галлия достигнуть уровня серийного производства и использоваться в высокотемпературной электронике, частично заменив приборы на арсениде галлия и традиционные вакуумные мощные приборы в СВЧ электронике? Ответ на этот вопрос уже на сегодняшний день может быть оптимистичным по нескольким причинам. Первая - связана с тем фактом, что аналогичные физические эффекты преодолевались и при создании приборов на арсениде галлия. Вторая – связана с тем, что прогресс в развитии и совершенствовании технологии приборов на III-нитридах происходит примерно в 3 раза быстрее, чем это происходило на приборах из арсенида галлия. На рис.1 приведены результаты разработок приборов и ИС на арсениде галлия и нитриде галлия по годам до 2000 – 2001 гг. [1].

Уже на первых нитрид-галлиевых приборах как MESFET, так и HFET была отмечена нестабильность тока стока при увеличении напряжения на стоке. Этот эффект был назван “коллапсом”. Затем было отмечено, что на высокой частоте приборы работают плохо, несмотря на великолепные статические характеристики. Этот эффект был назван “дисперсией крутизны”. В ряде работ было показано, что в импульсном режиме с разными параметрами импульса сигнала на затворе, выходной сигнал на стоковом электроде не полностью соответствует входному сигналу. Этот эффект назван “задержка затворного сигнала” (gate or drain lag). Исследования показали, что все перечисленные эффекты, также как и в транзисторах на GaAs, связаны с дефектами материала (ловушечными центрами захвата) как на поверхности в области затвор-сток, так и в объёме буферного слоя GaN.

Подробно все механизмы рассмотрены в работе S. Vinary [2]. Достаточно быстро были найдены способы борьбы с этими нестабильностями. Самым простым и эффективным явился метод пассивации поверхности готовых приборных структур диэлектрической плёнкой SiN<sub>x</sub> с определённым зарядом, который связывал ловушечные центры захвата на поверхности. Пассивированные приборы имели больший ток стока, меньшую крутизну и хорошие высокочастотные свойства. Однако ловушечные центры в объёме буферного слоя GaN, связанные с наличием углерода (trap2 с E = 2,85eV), и на поверхности (trap1 с E = 1,8eV) по-прежнему оказывали влияние на СВЧ характеристики прибора. Эффективность пассивации

приборов плёнкой  $\text{SiN}_x$  оценивалась разными авторами на уровне 70%–80%. Значительное улучшение параметров приборов было достигнуто методом помещения на границе GaN–AlGaN дополнительного тонкого(1–3нм) буферного ('sub-buff') слоя AlN. Такой "sub-buff" улучшает основные параметры двумерного электронного газа 2DEG ( $n_s$  и  $\mu$ ) и препятствует переходу свободных электронов, уменьшая ток стока. Казалось, что проблема коллапса решена. Однако выяснилось, что пассивация приборов приводит почти к двукратному снижению пробивного напряжения сток-исток (с 90В до 60В). Если пассивация решала проблемы создания малошумящих транзисторов, то в мощных приборах приводила к двукратному снижению рабочего напряжения и почти к 4-х кратному снижению выходной мощности ( $P_{\text{вых}} = F(U_{\text{си}}^2)$ ). Использование технологии "Field -Plate", когда металлизация соединения затворов или истоков через диэлектрик  $\text{SiN}_x$  проходит как раз над областью затвор-сток, позволила увеличить рабочие напряжения снова до 90В и даже до 110В. Такая технология была использована в приборах фирмы Furukava Elektrik, в которых металлизация, соединяющая затворы, проходит через двухслойный диэлектрик над областью затвор-сток. В такой структуре, увеличивая расстояние затвор-сток, можно пропорционально увеличивать пробивное (а следовательно и рабочее) напряжение сток-исток. При расстоянии затвор-сток 8мк достигнуты пробивные напряжения 400–600В. К таким же результатам пришли разработчики фирмы Toshiba [3]. В приборах фирмы NEC [4] с целью увеличения пробивного напряжения сток-исток использован Г-образный затвор, в котором затворная металлизация нависает над пассивирующим диэлектриком в пространстве затвор-сток. Такая технология позволила достигнуть в приборах значения рабочего напряжения  $U_{\text{си}}=65\text{В}$ . Работы по улучшению параметров приборов продолжаются.

Хорошие результаты по устранению коллапса и сохранению высоких рабочих напряжений даёт использование так называемых не специально легированных (UID) защитных "cap" слоёв как AlGaN(UID), так и GaN(UID). На рис.2 приведена структура, используемая на фирме Fujitsu (структуры с защитой "cap" слоем используют и другие фирмы). На этом рисунке приведён поперечный разрез структуры прибора. Специалисты фирмы Fujitsu добились повышения рабочего напряжения до 65В за счёт углубления металлизации контактов истока и стока и снижения напряжённости поля в пространстве затвор-сток.

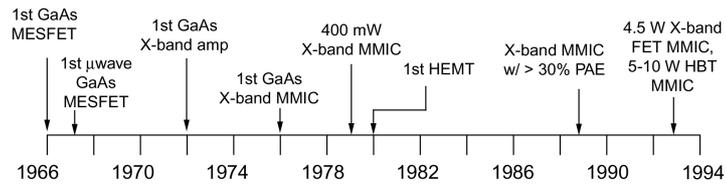
В ряде работ показано, что возможно использование других пассивирующих диэлектриков, таких как  $\text{Sc}_2\text{O}_3$ , MgO и SiON.

В целом вышеперечисленные меры вместе со значительным улучшением качества буферного слоя привели к тому, что уже в 2004 году, вероятно, начнётся мелкосерийное коммерческое производство приборов на GaN и в первую очередь для передатчиков нового поколения сотовой телефонной сети [5].

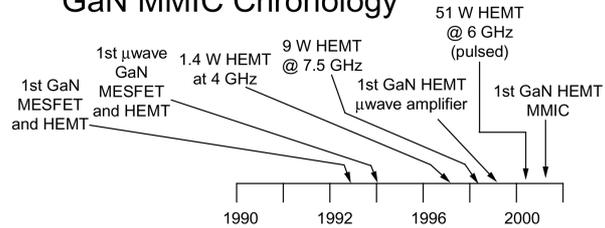
В докладе также будут обсуждаться проблемы долговременной работы приборов на GaN в области повышенных рабочих температур.

- [1] R. T.Kemerly, H. B. Wallace, M. N. Yoder, Proc. IEEE, June, 2002, vol.90, No.6, pp.1059 – 1064
- [2] S. C. Binari, P. B. Klein, and T. E. Kazior, Proc. IEEE, June, 2002, vol.90, No.6, pp.1048 – 1058
- [3] W. Saito, Y. Takada, M. Kuraguchi, K. Tsuda, I.Omura, T. Ogura, H. Ohashi, IEEE Trans. Electron Devices, vol.50,Dec., pp.2528 - 2531
- [4] T. Kikkawa, M. Nagahara, N. Okamoto, Y. Tateno, Y. Yamaguchi, N. Hara, K. Joshin, P. M. Asbeck, IEDM, Washington, DC, Dec. pp. 2-5, 2001
- [5] Jon Newey, Compound Semicond., p.21, Jan./Feb.,2004

## GaAs MMIC Chronology



## GaN MMIC Chronology



GaN amplifier development has leveraged GaAs infrastructure

Fig.1 GaAs and GaN RF semiconductor device development timelines

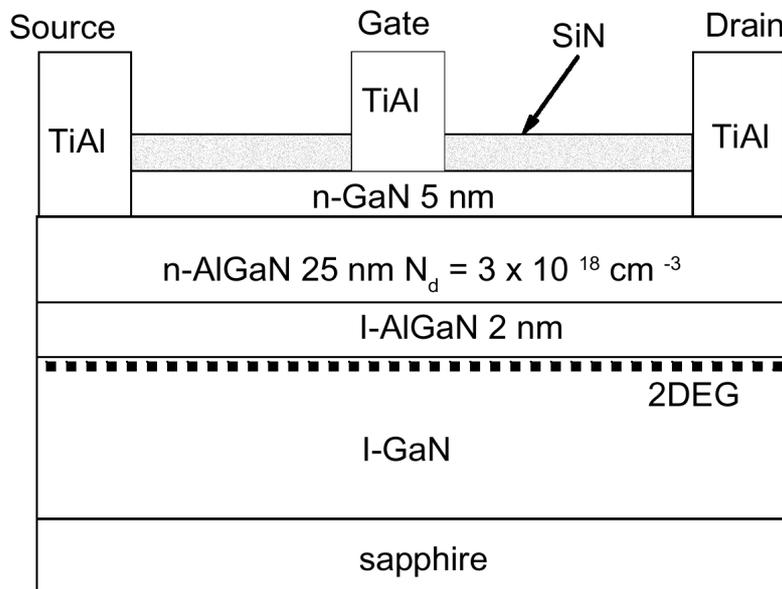


Fig. 2 Schematic drawing of received ohmic device structure

## ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПРИБОРАХ НА ОСНОВЕ НИТРИДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР

*К. А. Булашевич, В. Ф. Мырнин, И. А. Жмакин и С. Ю. Карпов\**

ООО «Софт-Импакт», а/я 83, пр. Энгельса 27, 194156 Санкт-Петербург

e-mail: karpov@softimpact.ru

Одним из наиболее интересных и необычных свойств нитридов III группы является спонтанная поляризация и сильный пьезоэффект, приводящие к огромным электрическим полям, встроенным в гетероструктуру и существенно влияющим на работу полупроводниковых приборов. В зависимости от используемой структуры поляризационные эффекты могут иметь как позитивное, так и негативное влияние на характеристики прибора. Однако интуитивное понимание этого влияния на основе опыта работы с традиционными соединениями  $A^3B^5$  затруднено из-за многообразия и взаимной связи факторов, влияющих на работу прибора. В данной работе с использованием численного моделирования рассмотрены основные проявления поляризационных эффектов в гетероструктурах полевых транзисторов и светодиодов.

Наиболее ярким примером целенаправленного использования поляризационных эффектов для улучшения приборных характеристик является полевые транзисторы, в которых достигнуты высокие слоевые концентрации электронов за счет «поляризационного легирования». В докладе рассмотрены основные подходы к разработке полевых транзисторов, включающие легированные и нелегированные односторонние гетероструктуры, двухсторонние структуры и структуры нового типа, использующие распределенное поляризационное легирование в слоях с градиентом состава [1] (см. Рис.1). Обсуждается специфика двухсторонних транзисторных структур, в которых типичным является сосуществование электронного и дырочного газа, локализованных вблизи положительно и отрицательно заряженных гетерограниц, соответственно.

В случае светодиодных структур, традиционно выращиваемых в направлении (0001), поляризационные эффекты носят скорее негативный характер, формируя в приборе барьеры, препятствующие инжекции носителей в активную область. Однако эти же эффекты способствуют лучшему электронному ограничению в структурах, выращенных в направлении (000 $\bar{1}$ ) (см. Рис.2) [2]. Особенно критичными поляризационные поля оказываются для гетероструктур с множественными квантовыми ямами. В докладе обсуждаются различные способы компенсации поляризационных полей, в том числе с помощью модулированного легирования светодиодных структур или за счет введения переходных областей между контактными слоями и активной областью. С помощью моделирования показана связь между спектрами излучения светодиодов и профилем квантовой ямы, который зависит не только от поляризационного поля внутри ямы, но и от легирования окружающих слоев, формирующих барьеры вокруг ямы.

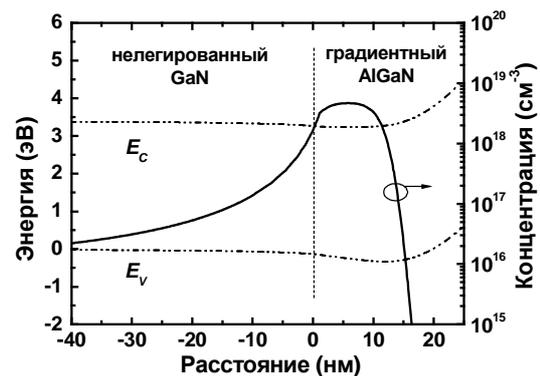


Рис. 1. Зонная диаграмма и концентрация электронов в структуре с распределенным поляризационным легированием.

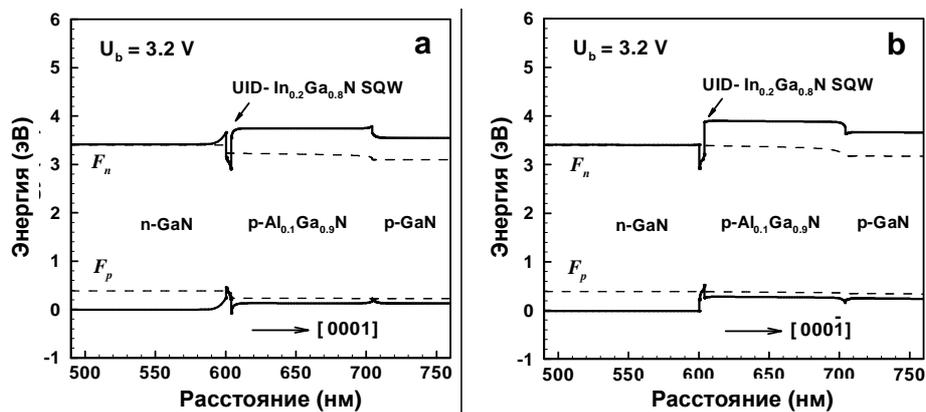


Рис. 2. Зонные диаграммы светодиодной структуры с одиночной квантовой ямой, выращенной в направлении (0001) (a) и (000 $\bar{1}$ ) (b).

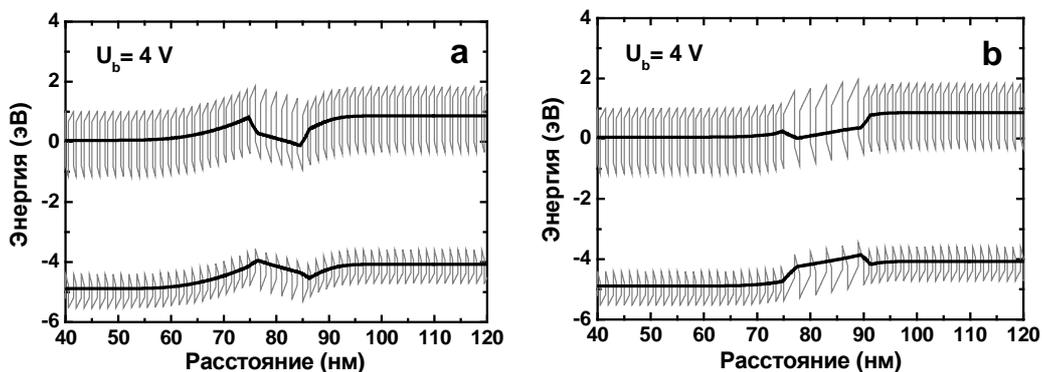


Рис. 3. Зонные диаграммы светодиодных структур на основе AlN/Al<sub>0.4</sub>Ga<sub>0.6</sub>N сверхрешеток, различающихся структурой активной области. Жирной линией показаны края минизон спектра носителей в зоне проводимости и валентной зоне.

В последнее время существенным элементом конструкции нитридных приборных гетероструктур становятся короткопериодные сверхрешетки, позволяющие добиться более эффективной активации легирующей примеси, прежде всего р-типа [3]. В частности, недавно продемонстрированный светодиод с длиной волны излучения  $\sim 260$  нм содержал в качестве эмиттеров и активных областей исключительно короткопериодные сверхрешетки [4]. В докладе рассмотрены контактные явления между такими искусственными материалами и показано, что они во многом определяются макроскопической поляризацией сверхрешетки, которая зависит от ее внутренней структуры – составов, толщин и уровней легирования отдельных слоев. Пример, иллюстрирующий поведение зонных диаграмм простейших светодиодных структур, выполненных в виде набора короткопериодных сверхрешеток различной структуры, показан на Рис.3.

[1] D. Jena, S. Heikman, J.S. Speck, U.K. Mishra, A. Link, and O. Ambacher, *Phys. Stat. Solidi (c)* **0**, 2339 (2003).

[2] S.Yu. Karpov, K.A. Bulashevich, I.A. Zhmakin, M.O. Nestoklon, V.F. Mymrin, and Yu.N. Makarov, принято к печати в *Phys. Stat. Solidi*.

[3] I.D. Goepfert, E.F. Schubert, A. Osinsky, P.E. Norris, N. N. Faleev, *J. Appl. Phys.* **88**, 2030 (2000).

[4] S.A. Nikishin, V.V. Kuryatkov, A. Chandolu, B.A. Borisov, G.D. Kipshidze, I. Ahmad, M. Holtz, and H. Temkin, *Jpn. J. Appl. Phys.* **42**, L1362 (2003).

## ОСОБЕННОСТИ ПОСТРОСТОВОГО ПРОЦЕССИРОВАНИЯ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУР ПРИ РАЗРАБОТКЕ СВЧ ТРАНЗИСТОРОВ НА НИТРИДЕ ГАЛЛИЯ

*В.Н. Данилин, Т.А. Жукова, Н.И. Уваров*

ФГУП НПП "Пульсар", Окружной проезд, 27, 105187, Москва, Россия

За последнее десятилетие СВЧ полевые транзисторы на нитриде галлия продемонстрировали перспективность их использования для создания радиотехнических устройств в диапазоне частот от 1 до 40 ГГц [1,2]. Полученные экспериментальные образцы малошумящих усилителей (МШУ), усилителей мощности (УМ) по основным параметрам превзошли почти на порядок подобные устройства, разрабатываемые на традиционном для СВЧ диапазона материале - арсениде галлия (GaAs) [3,4]. Однако, трудности в технологии производства эпитаксиальных структур GaN на чужеродных подложках, таких как SiC, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и Si (111), обусловленные отсутствием подложек из слиточного монокристаллического GaN нужного диаметра, сдерживали их коммерческое производство. В настоящее время эти трудности в значительной степени преодолены и ряд фирм приступает к коммерческому выпуску СВЧ транзисторов на эпитаксиальных структурах нитрида галлия на подложках диаметром до 100 мм [5,6,7]. Подложки полуизолирующего карбида кремния 4H-SiC и 6H-SiC диаметром до 75 мм пока еще очень дороги и в коммерческом производстве их, как правило, используют только те фирмы, которые их производят. Подложки карбида кремния большего диаметра находятся еще в стадии разработки.

Наряду с трудностями разработки качественных эпитаксиальных структур имеется много проблем при конструировании как малошумящих, так и мощных транзисторов на нитриде галлия.

В докладе обсуждаются проблемы создания мезы, омических контактов, барьеров Шоттки на гетероэпитаксиальных структурах на основе GaN для ПТШ, проблемы резки пластин на кристаллы и сборки.

- [1] "AlGaIn/GaN HEMTs - Operation in the K-Band and Above". Ioulia P. Smorchkova, M. Wojtowicz, Rajinder Sandhu, R. Tsai, M. Barsky, C. Namba, P.-S. Liu, R. Dia, MinhDao Truong, D. Ko, J. Wang, H. Wang and A. Khan. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 51, No. 2, February 2003, p. 665.
- [2] "Обзор новейших достижений в разработке СВЧ приборов на нитриде галлия". В.Н. Данилин, Т.А. Жукова, М.А. Комаров, Н.И. Уваров. Электронная техника, сер. 2, Полупроводниковые приборы, находится в печати.
- [3] "9.2 W/mm (13.8 W) AlGaIn/GaN HEMTs at 10 GHz and 55 V drain bias". A.P. Zhang, L.B. Rowland, E.B. Kaminsky, J.B. Tucker, J.W. Kretchmer, A.F. Allen, J. Cook and B.J. Edward. Electronics Letters, 23<sup>rd</sup> January 2003, vol. 39, No. 2, p. 245.
- [4] "AlGaIn/GaN HEMTs on SiC with over 100 GHz and Low Microwave Noise". Wu Lu, Member, IEEE, Jinwei Yang, M. Asif Khan and Ilesanmi Adesida, Fellow, IEEE. IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 48, No. 3, March 2001, p. 581.
- [5] "Electrical Characteristics of AlGaIn/GaN HEMTs on 4-in Diameter Sapphire Substrate". S. Arulkumaran, M. Miyoshi, T. Egawa, H. Ishikawa and T. Jimbo. IEEE Electron Device Letters, vol. 24, No. 8, August 2003, p. 497
- [6] "MBE growth of AlGaIn/GaN HEMTs with high power density". D.S. Katzer, S.C. Binari, D.F. Storm, J.A. Roussos, B.V. Shanabrook and E.R. Glaser. Electronic Letters, 5<sup>th</sup> December 2002, vol. 38, No. 25, p. 1740.
- [7] "AlGaIn/GaN HFETs fabricated on 100-mm GaN on silicon (111) substrates". J.D. Brown, Ric Borges, Edwin Piner, Andrei Vescan, Sameer Singhal, Robert Therrien. Solid-State Electronics 46 (2002), No. 10, pp. 1535-1539.

## ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ НА ОСНОВЕ ДВОЙНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР AlGaN/GaN/AlGaN, ВЫРАЩЕННЫХ АММИАЧНОЙ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИЕЙ

*С.Б.Александров, Д.А.Баранов, Л.Э.Великовский, Д.М.Красовицкий\*, С.И.Петров, М.В.Павленко, Ю.В.Погорельский, И.А.Соколов, М.А.Соколов, В.П.Чалый*

ЗАО «Научное и технологическое оборудование»  
194156, Санкт-Петербург, а/я 29. e-mail: support@semiteq.ru

*Н.И.Подольская, К.А.Булашевич, С.Ю.Карнов*

ЗАО «Софт-Импакт»  
194156, Санкт-Петербург, а/я 83.

За последние несколько лет опытные образцы полевых транзисторов на основе нитридов III группы по ряду параметров уже превзошли аналогичные приборы на основе традиционных полупроводников. Наиболее распространенная конструкция транзисторной гетероструктуры типа НЕМТ (High Electron Mobility Transistor) включает в себя относительно толстый (0.5–2 мкм) буферный слой нелегированного GaN с выращенным поверх него тонким (150–300Å), как правило модулировано- легированным слоем  $Al_xGa_{1-x}N$  ( $0.15 < x < 0.35$ ). Одним из наиболее серьезных требований ко всем типам подобных гетероструктур является высокое сопротивление буферного слоя, необходимое для обеспечения межприборной изоляции и получения полной отсечки тока стока. По ряду причин выполнение этого требования путем выращивания нелегированного GaN сопряжено со значительными трудностями, и в реальных приборных гетероструктурах, работающих при высоких (более 50 В) напряжениях, необходимы специальные меры для обеспечения нужного сопротивления буферного слоя. Альтернативным вариантом является использование двойных гетероструктур (ДГС) AlGaN/GaN/AlGaN, открывающее, помимо обеспечения хороших изолирующих свойств буферного слоя, ряд дополнительных преимуществ, успешно используемых в других системах  $A^{III}B^V$ . Однако, в нитридной системе необходимо учитывать влияние сильных поляризационных эффектов, которые могут существенно исказить профиль потенциала, задаваемый изменением состава. В докладе представлены результаты моделирования ДГС различной конструкции и характеристики экспериментальных гетероструктур, выращенных молекулярно-лучевой эпитаксией с использованием аммиака в качестве источника азота.

Ряд транзисторных гетероструктур как классического типа, так и на основе ДГС выращен на специализированной установке молекулярно-лучевой эпитаксии ЭПН-2. Оптимизация условий роста GaN позволила получить в нелегированных структурах типа НЕМТ в зависимости от состава верхнего слоя  $Al_xGa_{1-x}N$  ( $0.25 < x < 0.35$ ) подвижности носителей в двумерном канале от 800 до 1100  $cm^2/V\cdot s$  при слоевых концентрациях от  $1,1 \cdot 10^{13}$  до  $8 \cdot 10^{12} cm^{-2}$ , при этом пробивные напряжения буферного слоя составляли не менее 80-100 В. Полевые транзисторы различной геометрии, изготовленные из данных гетероструктур, имели в статическом режиме крутизну 90-110 мСм/мм, напряжения насыщения 4-6 В, рабочие токи 0,4-0,6 мА/мм. Напряжения пробоя сток-исток и затвор-сток составляли в среднем 40 и 30 В, соответственно.

В ДГС, основным отличительным признаком которых является наличие буферного слоя AlGaN, подвижность электронов в двумерном канале, образованном на границе слоя GaN толщиной 500Å и верхнего слоя  $Al_xGa_{1-x}N$  ( $0.25 < x < 0.35$ ), составляет на данном этапе (для буферных слоев с мольной долей Al не менее 0,5) в среднем 500  $cm^2/V\cdot s$ . В то же время в ДГС, легированных со стороны высокоомного буферного слоя (back-doped), удается получить слоевые концентрации электронов до  $2,2 \cdot 10^{13} cm^{-2}$ , обеспечивая значения

проводимости канала, сравнимые с получаемыми в классических структурах типа НЕМТ. Пробивные напряжения буферного слоя обычно составляют в ДГС более 150 В. Следует отметить, что основные статические характеристики полевых транзисторов, изготовленных в 2003 году на ДГС с модулировано- легированным верхним слоем AlGaN в ГУП НПП «Пульсар», ЗАО «Светлана-Электронприбор» [1,2] и ИВЧПЭ РАН, в целом практически не уступают полученным на оптимизированных структурах типа НЕМТ, а на ряде тестовых приборов продемонстрирована работоспособность их в режиме малых входных сигналов на частоте 8,15 ГГц [2]. Положительным фактором является и увеличение напряжений пробоя исток-сток свыше 100 В и затвор-сток свыше 50 В на нелегированных ДГС.

Оптимизация конструкции ДГС с целью улучшения рабочих характеристик приборов является многофакторной задачей при учете сложного характера распределения носителей в структуре под влиянием поляризационных эффектов. Для анализа поведения ДГС AlGaN/GaN/AlGaN использовано самосогласованное решение уравнений Пуассона и Шредингера в предположении малости тока утечки с граничными условиями в виде контакта Шоттки с фиксированной высотой барьера. Для различных конструкций гетероструктур рассчитаны зонные диаграммы, волновые функции и слоевые концентрации носителей в зависимости от смещения на затворе. Показано, что:

а) в ДГС независимо от профиля составов и толщины канального слоя GaN обеспечивается лучшая, по сравнению с классической структурой AlGaN/GaN, локализация электронов;

б) характерной особенностью ДГС является возможность появления в структуре паразитных областей с дырочной проводимостью, образующихся как при скачкообразном, так и при плавном изменении состава  $Al_xGa_{1-x}N$  от больших к меньшим значениям; найдены конструкции ДГС, в которых этот эффект преодолен путем подбора профиля состава в буферном слое AlGaN;

в) легирование AlGaN со стороны высокоомного буферного слоя (т.наз. back-doping) предоставляет широкие возможности варьирования распределением носителей в ДГС и обеспечивает при правильном подборе толщины и уровня легирования как компенсацию паразитной дырочной проводимости, так и увеличение слоевой концентрации электронов в двумерном канале.

На основе полученных данных рассмотрены перспективные варианты, а также приведены промежуточные экспериментальные результаты оптимизации конструкции ДГС.

[1] В.В. Волков и др., ПЖТФ **30**, 63 (2004)

[2] С.Б. Александров и др., принято к публикации в ФТП **38**, (2004)

## ЗОННАЯ ИНЖЕНЕРИЯ ТРАНЗИСТОРА С ВЫСОКОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ПОДВИЖНОСТЬЮ НА AlN ПОДЛОЖКЕ

*Н. И. Подольская, К. А. Булашевич и С. Ю. Карпов\**

ООО «Софт-Импакт», а/я 83, пр. Энгельса 27, 194156 Санкт-Петербург

e-mail: karpov@softimpact.ru

*Ю. Н. Макаров*

ООО «Нитридные кристаллы», а/я 33, пр. Энгельса 27, 194156 Санкт-Петербург

Традиционно транзисторы с высокой электронной подвижностью (HEMT) изготавливаются на основе AlGaIn/GaN гетероструктур с легированным или нелегированным верхним AlGaIn слоем. Из-за снятия напряжений в структуре путём растрескивания этого слоя использование  $Al_xGa_{1-x}N$  твердых растворов с  $x > 0.3-0.35$  без заметной деградации подвижности и уменьшения слоевой концентрации электронов является проблематичным [1,2]. Малые  $x$  приводят к недостаточно эффективному ограничению горячих электронов в потенциальной яме вблизи AlGaIn/GaN интерфейса, что негативно влияет на характеристики прибора. Кроме того, плохое электронное ограничение рассматривается как одна из причин коллапса тока в HEMT на высоких частотах [3]. В качестве альтернативы было предложено использовать двухсторонние AlGaIn/GaN/AlGaIn гетероструктуры, обеспечивающие заметно лучшее электронное ограничение [3,4]. К двухсторонней гетероструктуре естественным образом приводит и транзистор на низкодислокационной AlN подложке [5]. Однако из-за отрицательного поляризационного заряда на нижней GaN/AlGaIn гетерогранице в таких структурах, как правило, образуется двумерный дырочный газ, сосуществующий с электронным газом вблизи верхнего AlGaIn/GaN интерфейса. При малой толщине активного GaN слоя этот паразитный дырочный газ может шунтировать проводимость электронного канала, понижать эффективность так называемого обратного легирования (back-doping) и вносить дополнительные потери электронов из-за их рекомбинации с дырками. В [3] было показано, что образование паразитного дырочного газа можно подавить, ограничивая сверху состав нижнего AlGaIn слоя величиной  $x \approx 0.15$ .

В данной работе с помощью моделирования продемонстрирована эффективность иного подхода – одновременного профилирования состава и уровня легирования гетероструктуры. Такой подход не имеет ограничений по составу нижнего AlGaIn слоя и поэтому может быть использован для разработки HEMT структур на AlN подложке, использование которой весьма перспективно для создания мощных высокочастотных транзисторов.

Зонная диаграмма HEMT в подзатворной области рассчитывалась путем совместного решения уравнений Пуассона и Шрёдингера с учетом сложной структуры валентной зоны нитридов III группы. Последнее позволило учесть сосуществование электронного и дырочного газа в гетероструктуре. В расчетах учитывались как поляризационные заряды, локализованные на резких гетерограницах, так и распределенные поляризационные заряды в слоях с градиентом состава. Предполагалось, что HEMT структура псевдоморфно выращена на AlN подложке в направлении (0001).

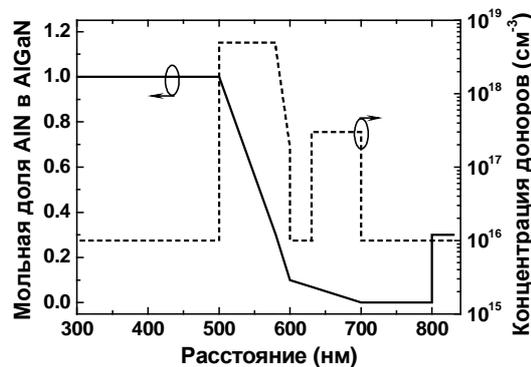


Рис. 1. Состав и концентрация доноров в оптимизированной HEMT структуре.

Состав  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  и распределение концентрации доноров в оптимизированной НЕМТ структуре показаны на Рис.1, а равновесная зонная диаграмма этой структуры и распределение в ней концентрации электронов – на Рис.2. Как видно, одновременное профилирование состава и легирования позволяет подавить образование паразитного дырочного газа, даже если НЕМТ структура выращивается на  $\text{AlN}$  подложке ( $x = 1.0$ ). При этом сохраняется основное преимущество двухсторонней гетероструктуры – хорошее электронное ограничение в канале.

Для достижения максимальной подвижности электронов в канале в работе [6] было

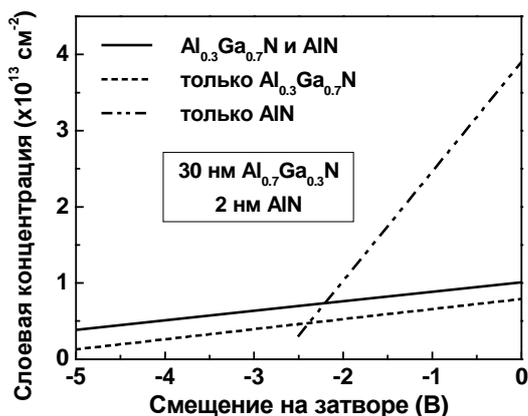


Рис. 3. Слойные концентрации электронов в зависимости от смещения на затворе.

сходные слойные концентрации, в то время как третья обеспечивает заметно большую концентрацию электронов в канале. Дальнейшая оптимизация структуры возможна при использовании верхних  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  слоев большего, чем  $x = 0.3$  состава.

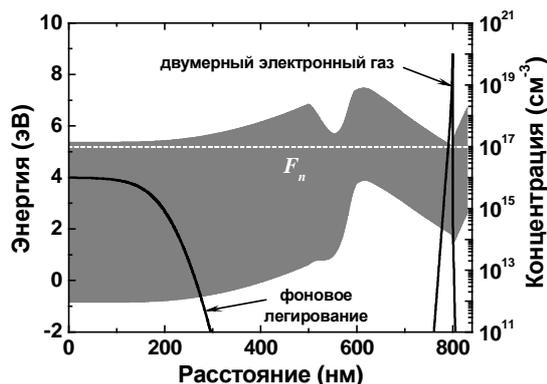


Рис. 2. Равновесная зонная диаграмма и распределение концентрации электронов в оптимизированной НЕМТ структуре.

предложено вставлять сверхтонкий  $\text{AlN}$  слой между активным  $\text{GaN}$  и верхним  $\text{AlGaN}$  слоями. Это позволяет «вытолкнуть» волновую функцию двумерных электронов из  $\text{AlGaN}$ , где сильно сплавное рассеяние носителей. На Рис.3 показаны результаты расчета слоевой концентрации электронов для трех типов НЕМТ структур: без  $\text{AlN}$  вставки, с  $\text{AlN}$  вставкой и  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}$  слоем, а также без  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}$  слоя (только с  $\text{AlN}$  слоем толщиной 2 нм). Как видно, первые две структуры дают

[1] S. Einfeldt, V. Kirchner, H. Heinke, M. Dießelberg, S. Figge, K. Vogeler, and D. Hommel, *J.Appl.Phys.* **88**, 7029 (2000).  
 [2] Z. Bougrioua, I. Moerman, L. Nistor, B. Van Daele, E. Monroy, T. Palacios, F. Calle, and M. Leroux, *Phys.Stat.Solidi (a)* **195**, 93 (2003).  
 [3] C.Q.Chen, J.P.Zhang, V.Adivarahan, A.Koudymov, H.Fatima, G.Simin, J.Yang, and M.Asif Khan. *Appl. Phys. Lett.* **82**, 4593 (2003).  
 [4] Narihiko Maeda, Kotaro Tsubaki, Tadashi Saitoh, and Naoki Kobayashi, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **693**, I12.8.1 (2002).  
 [5] X.Hu, J.Deng, N.Pala, R.Gaska, M.S.Shur, C.Q.Chen, J.Yang, G.Simin, M.A.Khan, J.C.Rojo, and L.J.Schowalter. *Appl. Phys. Lett.* **82**, 1299 (2003).  
 [6] S. Keller, S. Heikman, L. Shen, I.P. Smorchkova, S.P. DenBaars, and U.K. Mishra, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 4387 (2002).

# МПМ-ФОТОДЕТЕКТОРЫ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ AlGaN

*\*Аверин С.В., Кузнецов П.И., Житов В.А., Захаров Л.Ю., Якущева Г.Г.*  
Институт Радиотехники и Электроники РАН, г.Фрязино, Московская область,  
\*sva278@ire216.msk.su

*Дмитриев М.Д.*  
ОАО НПП “Сапфир”, г. Москва

В настоящей работе описывается технология изготовления полупроводниковых гетероструктур для МПМ-фотодетекторов ультрафиолетового излучения и представляются результаты их экспериментального исследования. Исследуется два типа фотодиодных гетероструктур. Характеристики фотодетекторов исследуются для разных металлов Шоттки барьерных контактов.

Гетероструктуры выращены на  $Al_2O_3$  (0001) подложках методом МOCVD при давлении 40-60 мбар. Вначале осаждались буферные слои AlN (образец А) или GaN (образец В) при 1050 и 550 °С, соответственно. Затем при 1000 °С выращивались нелегированные активные слои AlGaN толщиной 400 нм. Толщина слоев контролировалась *in situ* рефлектометрией в широком спектральном диапазоне. Мольное содержание Al определялось из PL и X-ray данных и составляло 0.40 (образец А) и 0.55 (образец В). Сверху осаждался тонкий покровный слой AlN.

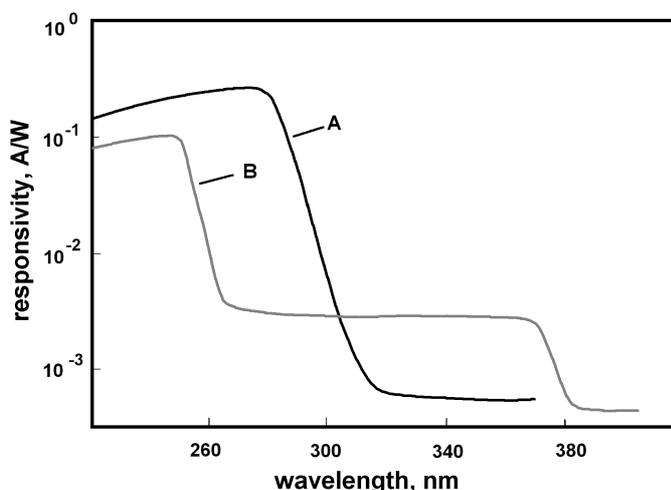


Рис.1. Спектральная чувствительность AlGaN MSM-диода. Смещение 10 В. А:  $x=0.4$ , В:  $x=0.55$ .

МПМ-фотодетектор представляет собой планарное устройство, состоящее из двух пар встречно-штыревых контактов, сформированных на поверхности полупроводникового материала. Для наших образцов гребенчатые контакты МПМ-диодов были изготовлены методами фотолитографии при осаждении и последующем *lift-off* Ni и Mo. Ширина встречно-штыревых контактов и расстояние между ними были равны 2.8 мкм, а активная площадь диода 90x90 мкм<sup>2</sup>.

Измерения спектральной чувствительности исследуемых образцов МПМ-диодов были выполнены с использованием Хе лампы. При этом модулированное излучение монохроматора калибровалось измерителем мощности и фокусировалось на фотодетектор. Фототок измерялся селективным вольтметром PAR 124А. Амперваттная чувствительность детектора определялась как отношение фототока к мощности оптического излучения, падающего на диод. На Рис.1 представлены спектральные характеристики AlGaN МПМ-детекторов. Структуры имеют высокую чувствительность в области спектра с энергиями, превышающими ширину зоны активного слоя, и обеспечивают незначительный отклик при меньших энергиях. Таким образом, детекторы обеспечивают высокую спектральную избирательность. Спектральный отклик смещается в область более высоких энергий при увеличении Al-мольной фракции. При этом буферный слой AlN образца А существенно уменьшает вклад в сигнал отклика детектора в более длинноволновой области (> 320 нм), а

плато на характеристике сигнала отклика образца В (между 270 и 360 нм) является следствием присутствия буферного слоя GaN, выращенного под активным AlGaN. Отношение величины сигнала отклика на длине волны 250 нм к сигналу на длине волны 340 нм для детектора А (ослабление сигнала видимой части спектра) составляет 450, в то время как для детектора В коэффициент режекции сигнала равен только 40. Длина волны отсечки фотодетекторов достигает ~290 нм при  $x=0.4$  (детектор А) и ~260 нм при  $x=0.55$  (детектор В), демонстрируя возможность “солнечно-слепого” фотодетектирования. При этом максимальная токовая чувствительность на длине волны 280 нм равна ~0.27 А/Вт (детектор А) и ~0.1 А/Вт у детектора В на 250 нм.

Вольтамперные характеристики были измерены при комнатной температуре и показывали очень низкую величину темнового тока (0.4 нА) в случае использования Мо для создания барьера Шоттки. Для контактов из Ni величина темнового тока составляет 10 нА (при смещении 30В). Эти величины существенно ниже, чем приведенные в работе [1] 0.3 мкА при 40В для  $Al_{0.15}Ga_{0.75}N$  эпитаксиальных слоев. При смещениях ниже 30В темновой ток описывается в рамках термоэлектронной эмиссии, выше этого напряжения замечен вклад компоненты туннельного тока, обусловленного понижением барьера за счет поля [2]. Вследствие меньшей высоты потенциального барьера темновой ток в контактах Ni-AlGaN несколько больше. Используя простой метод определения высоты барьера и коэффициента идеальности для МПМ-диодов [2], мы получили высоту барьера равную 1.4 эВ для Мо-AlGaN контактов и 1.1эВ для Ni-AlGaN. При этом коэффициент идеальности исследуемых контактов находился в пределах 1.1-1.24, что свидетельствует о высоком качестве исследуемых Шоттки барьеров в МПМ-встречно-штыревой контактной системе. Наконец, в рамках простой модели [3] мы проанализировали характеристики сигнала импульсного отклика исследуемых МПМ-детекторов. Анализ показывает, что их быстродействие может достигать ~30 пс, что соответствует ширине полосы принимаемого сигнала ~12 ГГц. При этом геометрия МПМ-диода может быть оптимизирована с целью увеличения сигнала и достижения заданной скорости отклика.

*Выводы:* Созданы и исследованы МПМ-фотодетекторы на основе AlGaN гетеробарьерных структур. Встречно-штыревые Шоттки барьерные контакты изготовлены с использованием Мо и Ni в качестве барьерных металлов. Высота барьера для исследуемых структур составляет 1.1. эВ для Ni-AlGaN контактов и 1.4. эВ для контактов из Мо, а коэффициент идеальности находится в пределах 1.1-1.24. Эти параметры свидетельствует о высоком качестве исследуемых Шоттки барьеров в МПМ-встречно-штыревой контактной системе. МПМ-детектор имеет темновой ток 0.4.нА при смещении 30 В и токовую чувствительность 0.27 А/Вт на длине волны 280 нм. Спектральные характеристики диодов демонстрируют возможность их использования для “солнечно-слепого” детектирования, а анализ показывает, что их быстродействие может достигать ~30 пс.

1. Monroy E. et al Appl.Phys.Lett. 74, (1999), 3401.
2. Averine S. et al Appl.Phys.Lett. 77, (2000), 274.
3. Averine S. et al Solid-State Electronics 45, (2001), 441

## ЭФФЕКТ ФОТОУСИЛЕНИЯ В НЕМТ-СТРУКТУРАХ AlGaN/GaN

Д.С.Сизов, А.И.Бесюлькин, Е.Е.Заварин, В.В. Лундин, В.С.Сизов, М.А.Синицын,  
А.Ф.Цацульников

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, \*Dsizov@pop.ioffe.rssi.ru

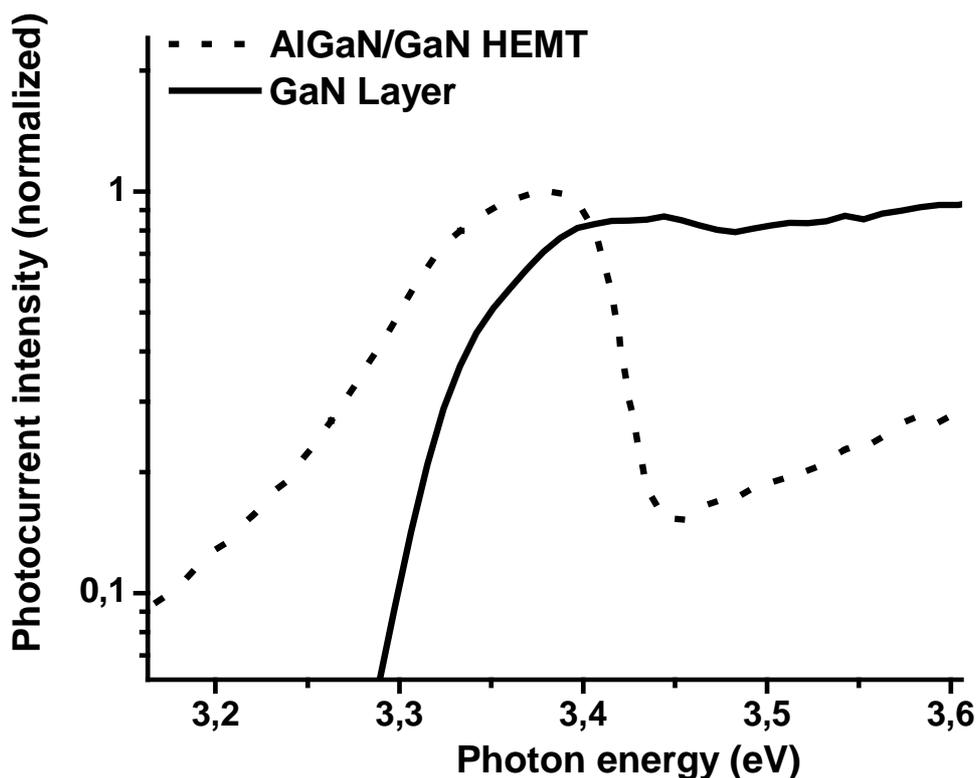
Полевые транзисторы с высокой подвижностью в канале на основе гетероперехода AlGaN/GaN представляют интерес, обусловленный возможностью их работы в широком температурном диапазоне, а также высокой максимальной рабочей мощностью [1]. При этом характерной особенностью данной гетероструктуры является наличие сильных встроенных полей (порядка  $10^5$ - $10^6$  В/см), которые формируют канал с треугольным профилем потенциала. Как показывают теоретические расчеты, подвижность в канале зависит от концентрации дефектов, создающих неоднородности потенциала, рассеивающие носители, а также от величины флуктуаций потенциала, вызванных флуктуациями состава барьера AlGaN. Подвижность также немонотонно зависит от концентрации носителей в канале [2]. При малых концентрациях носителей (менее  $1 \times 10^{13}$  см<sup>-2</sup>) подвижность растет с увеличением концентрации по степенному закону. При дальнейшем увеличении концентрации, подвижность начинает падать.

Несмотря на большое количество экспериментальных данных относительно свойств НЕМТ-структур на основе GaN, сравнительно мало работ посвящено исследованию их оптических свойств, и большинство из этих работ (за исключением редких сообщений на конференциях) посвящено поведению структур при высоком напряжении смещения [3], а также изучению проблемы захвата носителей глубокими ловушками [4]. При этом без внимания остается влияние оптической засветки на проводимость структуры при малых смещениях, а также возможность эффективного управления проводимостью канала внешним освещением.

НЕМТ-структуры, исследованные в настоящей работе, были выращены методом ГФЭ-МОС на установке Epiqip VP 50-RP, модернизированной для роста нитридов III группы. Структуры были выращены на сапфировых подложках с ориентацией (0001). На высокоомном буферном слое GaN толщиной 1.5 мкм выращивался барьер Al<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>N толщиной 15 нм. Барьер зарастивался слоем GaN толщиной 10 нм. Вся структура номинально не легировалась. Концентрация Al и толщина барьера выбирались таким образом, чтобы получить канал с малой концентрацией собственных носителей, следовательно с малой проводимостью. Аналогичные структуры с несколько большей концентрацией Al в барьере демонстрировали подвижность до  $900 \text{ см}^2/(\text{В} \times \text{с})$  при комнатной температуре и концентрацию носителей до  $2 \times 10^{13}$  см<sup>-2</sup>. Для оптической засветки применялась газоразрядная Хе-лампа. Спектроскопические измерения проводились при величине смещения, соответствующей линейному участку ВАХ ниже уровня насыщения [4], в режиме синхронного детектирования с частотой 150 Гц, что позволяло наблюдать абсолютное изменение тока через структуру при быстром изменении засветки.

Оптическая засветка усиливает величину протекающего через структуру тока по сравнению с темновым более чем на два порядка без заметного насыщения этой зависимости, что существенно больше, чем было продемонстрировано в работе [4]. Кроме того, на спектральной зависимости величины фототока наблюдается четкий максимум вблизи 370 нм, положение которого слабо смещается в длинноволновую сторону с увеличением величины напряжения смещения. Данный максимум соответствует поглощению света с энергией фотона меньше величины ширины запрещенной зоны ( $E_g$ ) GaN. В тоже время на спектре фотопроводимости слоя GaN, выращенного при аналогичных условиях, но без AlGaN барьера, наблюдается пологий уча-сток с основным краем поглощения, соответствующим межзонному переходу в GaN.

Зависимость величины фототока от мощности монохроматического излучения на длине волны максимума может быть описана степенной функцией с показателем степени  $\sim 0.7$ . Рассмотренное поведение может быть объяснено увеличением концентрации носителей в канале посредством их оптической генерации, поскольку в отсутствие засветки концентрация носителей очень мала. Кроме того, даже малое увеличение концентрации приводит к сильному увеличению подвижности. Поглощение света с энергией фотона ниже ширины  $E_g$  GaN может быть объяснено оптическими переходами на гетерогранице AlGaN/GaN, где за счет искажения краев зоны проводимости и валентной зоны возможны электронно-дырочными переходы с энергией меньше  $E_g$  GaN.



Изученные нами эффекты фотоусиления могут быть интересны для разработки и создания эффективных фотодетекторов ультрафиолетового диапазона, а также полевых фототранзисторов на базе GaN.

- [1] Physica Status Solidi (c) **0**, No7 (2003)
- [2] D. Jena, I. Smorchkova, A.C. Gossard, U. K. Mishra, Phys. Stat. Sol. (b), **228**, 617
- [3] T. Nakao, Y. Ohno, M. Akita, S. Kishimoto, K. Maezawa, T. Mizutani Jpn. J. Appl. Phys., Part 1 **41**, 1990 (2002)
- [4] P. V. Klein, J. Appl. Phys. **92**, 5498 (2002)

## МОЩНЫЕ СВЕТОДИОДНЫЕ ОСВЕТИТЕЛИ БЕЛОГО, ЗЕЛЁНОГО И СИНЕГО ЦВЕТОВ СВЕЧЕНИЯ

*Коган Л.М.\*, Гальчина Н.А., Рассохин И.Т.*

ООО «НПЦ ОЭП «ОПТЭЛ», г.Москва, Бакунинская ул., 84

*E – mail: Levkogan@mail.ru*

Разработанные мощные светодиодные осветители (СО) основаны на следующих принципах:

- использованы импортные излучающие кристаллы увеличенной площади (от 1 до 1,6 мм<sup>2</sup>), изготовленные из высокоэффективных гетероструктур в системе InGaN (активная область содержит множественные квантовые ямы); увеличение площади кристалла направлено на увеличение рабочего тока и величины светового потока, а также на снижение теплового сопротивления кристалла;
- для увеличения светового потока и входного напряжения в ряде конструкций применены несколько кристаллов, соединённых последовательно-параллельно;
- для улучшения теплоотвода в качестве кристаллодержателя использована ножка КТ-9 с наваренной медной пластиной;
- для сбора и преобразования бокового излучения кристаллов применён пластмассовый отражатель;
- для эффективного вывода излучения и формирования необходимой диаграммы направленности излучения применён полусферический полимерный купол с показателем преломления  $n = 1,58$ , согласованный по размерам с пластмассовым отражателем.

Параметры разработанных СО приведены в таблице.

Тип СО	Цвет свечения $\lambda_{\max}$ , нм	Входная электрическая мощность, Вт	Световые параметры			Световая отдача, лм/Вт, max
			$\Phi_v$ , лм	$J_v$ , кд	$2\theta_{0,5}$ , град	
У-345Бл	белый	1,3	15...25 тип.20	30...100 тип.50	25±5	19
У-345И	зелёный. 525±5	1,3	20...25 тип.22	80...120 тип.100		19
У-345С	синий 455±5	1,3	1...2 тип.1,5	30...40 тип.35		1,5
У-347Бл	Белый	5	80...130 тип.90	20...30 тип.25	120±10	26
У-347И	Зелёный 525±5	5	75...90 тип.85	60...80 тип.70		18
У-347С	синий 455±5	5	7...9 тип.8	5...7 тип.6		1,8

Как следует из таблицы, световой поток СО белого свечения достигает 130 лм, а световая отдача – 26 лм/Вт, что значительно превышает световую отдачу ламп накаливания. Цветовые координаты белого свечения:  $x = 0,3-0,35$ ;  $y = 0,35-0,45$ .

Цветовая температура: 4000–7000К.

Разработан также модуль белого свечения типа МСО-7Бл, составленный из трёх СО типа У-347Бл. Этот модуль позволяет получить световой поток 300 лм и силу света 75 кд при угле излучения  $2\theta_{0,5} = 120$  град.

Разработаны также СО кругового действия зелёного и белого цветов свечения, используемые в навигационных системах речного флота и светодиодные модули белого свечения для подсветки постоянных надписей.

## ОСНОВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ТЕХНОЛОГИИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ СВЕТОДИОДОВ БОЛЬШОЙ МОЩНОСТИ НА ОСНОВЕ AlGaInN

Д.А.Закгейм<sup>\*</sup>, *И.П.Смирнова, Е.М.Аракчеева, М.М.Кулагина, С.А.Гуревич*  
Физико-Технический Институт им.А.Ф.Иоффе РАН, \*e-mail: mitya@quantum.ioffe.ru

*А.Л.Закгейм*

НТЦ микроэлектроники и субмикронных гетероструктур при ФТИ им. А.Ф.Иоффе, РАН,

*Е.Д.Васильева, Г.В.Иткинсон*

ЗАО “Светлана-Оптоэлектроника”, 194156, Санкт-Петербург, пр.Энгельса, д.27

Разработка высокоэффективных мощных светодиодных кристаллов, излучающих в синем и ультрафиолетовом диапазонах является на настоящий момент одной из основных задач в исследовании полупроводниковых структур на основе нитрида галлия и его твердых растворов. Подобные кристаллы являются основой белых светодиодов, призванных заменить традиционные источники излучения (лампы накаливания, люминесцентные лампы и пр.) и намного превзойти их по всем основным характеристикам. Необходимость получения высокой оптической мощности и эффективности накладывает серьезные требования не только на качество самой эпитаксиальной структуры AlGaInN, но также и на конструкцию светодиодного кристалла, качество контактных площадок, монтажа и т.п. Данная работа посвящена оптимизации всех технологических этапов изготовления высокоэффективных мощных светодиодов, имеющих площадь активной области кристалла  $\sim 1 \text{ мм}^2$  и двухуровневую разводку контактных площадок к n-области. Разработанная конструкция кристалла позволяет достичь высокой однородности накачки активной области при рабочих токах вплоть до нескольких ампер и снизить последовательное электрическое сопротивление светодиода до значений  $< 1 \text{ Ом}$ . Пост-ростовая технология изготовления светодиодных кристаллов включает в себя травление двухуровневой меза-структуры, нанесение низкоомного n-контакта и отражающего р-контакта, нанесение изолирующего диэлектрика, нанесение второго уровня металлизации, гальваническое усиление контактных площадок, утоньшение и разделение пластины на отдельные кристаллы, флип-чип монтаж полученных кристаллов на кремниевый носитель и теплоотвод.

Для вытравливания меза-структуры использовалось реактивное ионное травление в хлор-содержащей плазме. Глубокая меза-структура до сапфировой подложки вытравливалась с целью повышения эффективности вывода излучения из кристалла, при этом подбор режимов травления и формирования фотолитографической маски позволил управлять углом наклона стенки мезы и достичь высокой гладкости травленной поверхности.

Для создания низкоомного электрического контакта к n-области кристалла использовалась схема металлизации Ti/Al/Ti/Au с отжигом в атмосфере  $\text{N}_2$ . В качестве отражающего омического контакта к р-области использовалась система Ni/Ag/Cr, Ni/Ag/Cr/Au. Для нанесения металлов применялось термическое осаждение и магнетронное распыление в атмосфере Ar. Поверхность нитрида перед нанесением контактов подвергалась специальной химической и ионной очистке.

Важным технологическим этапом изготовления кристалла большой площади с двухуровневой металлизацией является нанесение диэлектрика, надежно изолирующего второй уровень разводки n-контакта от нижележащего р-контакта. В качестве диэлектрика использовался  $\text{SiO}_2$  толщиной 0.2-0.25 мкм, нанесенный методом магнетронного распыления в атмосфере Ar/ $\text{H}_2$  на вращающийся подложкодержатель.

Для создания эффективного теплоотвода, кристаллы монтировались методом флип-чип на подкристалльную плату, изготовленную из окисленного кремния с предварительно нанесенными контактными площадками, которая, в свою очередь, напаивалась на медное основание – корпус светодиода. После разварки платы на выводы корпус герметизировался линзой из эпоксидного компаунда.

## ВЫСОКОМОЩНЫЕ СИНИЕ (350мВт) И БЕЛЫЕ (60лм) МЕЗА-ПЛАНАРНЫЕ СВЕТОДИОДЫ НА ОСНОВЕ AlGaInN КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР

*А.Л.Закгейм\**

Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур при Физико-техническом институте им. А.Ф.Иоффе, РАН, Россия, Санкт-Петербург, 194021  
Политехническая ул., д.26. \*e-mail: zakgeim@mail.ioffe.ru

*Д.А.Закгейм, И.П.Смирнова, И.В.Рожанский, Е.М.Аракчеева, М.Кулагина, С.А.Гуревич*  
Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе, РАН, Россия, Санкт-Петербург, 194021  
Политехническая ул., д.26

*Е.Д.Васильева, Г.В.Иткинсон*

ЗАО “Светлана-Оптоэлектроника” Санкт-Петербург, 194156, пр.Энгельса, д.27.

Несмотря на значительные успехи, достигнутые в повышении эффективности AlGaInN светодиодов [1], недостаточная выходная мощность излучения и световой КПД (светоотдача) остаются главными факторами, сдерживающими их применение в качестве элементной базы светотехники. На сегодняшний день одной из наиболее перспективных конструкций для создания мощных AlGaInN светодиодов является меза-планарная (флип-чип) конструкция с отражающим р-контактом и выводом излучения через подложку [2,3]. В данной работе рассматривается возможность дальнейшего повышения мощности меза-светодиодов за счет оригинальной двухуровневой топологии контактов, позволяющей достичь однородного распределения тока и эффективного теплоотвода при высоких уровнях возбуждения

Известно, что для AlGaInN излучающих структур с InGaN-квантово-размерной активной областью характерно быстрое падение квантовой эффективности  $\eta_e$  с ростом плотности прямого тока в диапазоне 10-200А/см<sup>2</sup>[4], т.е. в области токов питания, представляющих наибольший практический интерес для работы мощных светодиодов. Это падение имеет нетепловую природу и, как правило, тем резче, чем выше исходное (при малом токе) максимальное значение  $\eta_e$ . Последнее обстоятельство заставляет обращаться к светодиодным кристаллам большой площади (>1мм<sup>2</sup>), обеспечивая таким образом работу в диапазоне умеренных значений плотности тока питания. Подобный подход позволил достичь рекордных значений оптической мощности и КПД [5], однако, для больших AlGaInN кристаллов обостряется проблема равномерного распределения тока по площади р-п-перехода из-за возрастающего продольного пути тока по сравнительно тонкому n-GaN нижнему слою эпитаксиальной структуры.

На рис.1 показан вид сверху предложенной оригинальной конструкции излучающего кристалла с двухуровневым расположением n- и р- контактных площадок и токоразводящих шин. Основная идея конструкции заключается в том, что n-контактные площадки **1** расположены в виде «островков», окруженных со всех сторон областью р-контакта **2**, а их электрическое межсоединение осуществляется с помощью металлических «мостиков» **3**, проходящих над р-контактом и изолированных от него благодаря дополнительно наносимому поверх р-контакта слою диэлектрика SiO<sub>2</sub> **4**. Двухуровневая контактная металлизация дает дополнительную степень свободы в конфигурировании контактных площадок, способствуя достижению равномерного распределения тока и минимизации последовательного сопротивления. Для представленного на рис.1 кристалла площадь активной области составляет 0.93мм<sup>2</sup>. Топология n-контактных площадок, образованных совокупностью наружного контура и 4-х г-образных «островков», рассчитывалась на основе 3-х мерной модели растекания тока по кристаллу при заданных значениях проводимости n-

и р-слоев и удельных контактных сопротивлений n- и р-контактов. Оптимизация оптических свойств кристалла базировалась на модели трассировки лучей и касалась выбора глубины и профиля отражающих боковых стенок меза-структуры. Постростовая технология изготовления светодиода включала реактивное ионное травление глубокой меза-структуры, формирование контактов и изолирующего слоя  $\text{SiO}_2$ , флип-чип монтаж и установку в корпус [6]. Для создания белых светодиодов излучающий кристалл покрывался слоем люминофора  $\text{YAG:Ce}$  или  $\text{SiAlON:Eu}$

На рис.2 приведен вид зависимостей выходной оптической мощности, внешнего квантового выхода и полного КПД от тока для полученного светодиода. Как видно из хода кривых, удалось обеспечить работу светодиода до тока питания 2А, что, насколько нам известно, превосходит достигнутый до сих пор уровень возбуждения подобных приборов. Предельная мощность излучения составила 350мВт в варианте синего светодиода (460nm) и 60лм в варианте белого светодиода с люминофором. Максимальный КПД ( $I=100\text{mA}$ ) составил 11% для синего и 18лм/Вт для белого светодиода.

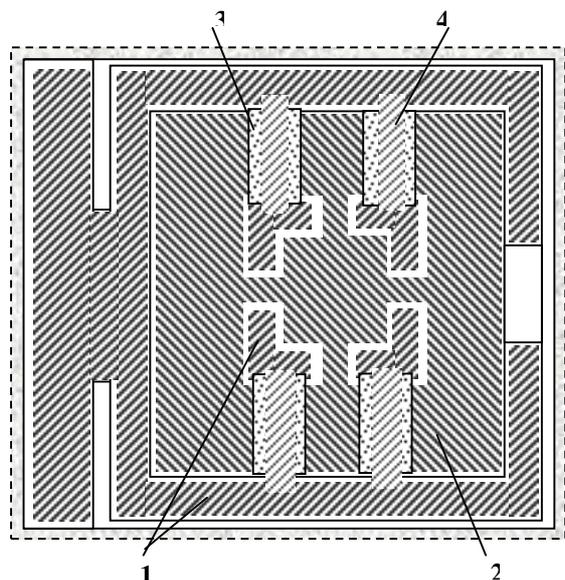


Рис. 1. Вид сверху излучающего кристалла с двухуровневой топологией контактов

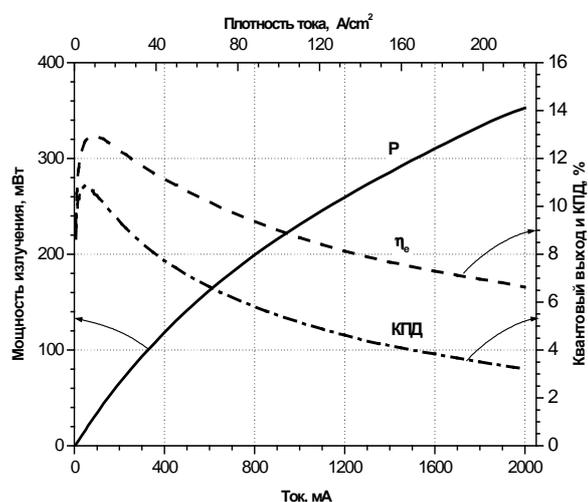


Рис. 2. Зависимости мощности, внешнего квантового выхода и КПД от тока

1. T.Mukai, T.Yanamoto et. al. ISBLLED-2004, The 5<sup>th</sup> International Symposium on Blue Laser and Light Emitting Diodes, March 15-19, 2004, Abstracts P2, p.30
2. J.J.Wierer, D.A.Steigewald et.al. Appl.Phys.Lett. v.78, (2001), 3379
3. С.А.Гуревич, А.Л.Закгейм, Д.А.Закгейм, И.П.Смирнова и др\_Светодиоды и лазеры №1-2, (2003), с.12
4. А.Л.Закгейм.. Светодиоды и лазеры №1-2, (2002), с.33
5. Luxeon III Emitter. <http://www.lumiled.com/luxeon/products/luxeon>
6. D.A.Zakheim et. al. Phys.Stat.Sol. 2004.

## НЕОРГАНИЧЕСКИЕ ЛЮМИНОФОРЫ ДЛЯ СПЕКТРАЛЬНОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ В КОРОТКОВОЛНОВЫХ СВЕТОДИОДАХ

*В. С. Абрамов*  
ACOL Technologies S.A.

*Н. П. Социн*  
ФГУП НИИ «Платан»

Возможно выделить три основных класса неорганических люминофоров (н.л.), используемых для получения белого или монохромных цветов при возбуждении их гетеропереходами на основе In-GaN. К первому классу относятся люминесцентные материалы из узкозонных ( $E_g \approx 2,2$  эВ) и среднезонных ( $E_g \leq 3,4$  эВ) полупроводников, преимущественно на основе соединений  $A_{II}B_{VI}$ . Для подобных материалов характерны процессы решеточного поглощения энергии возбуждения ( $\epsilon = 2,8 \div 3,4$  эВ) с последующей передачей центрам гетеро- или гомовалентным активаторным центрам, концентрация которых равна  $1 \cdot 10^{18} \div 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ .

Ко второму классу относятся широкозонные окси- (O) или нитридо- (N) анионные соединения, ширина запрещенной зоны которых  $E_g \geq 4$  эВ. Наиболее распространенными материалами этого класса являются оксисульфиды РЗЭ с общей формулой  $Lu_2O_2Ch$ , оксигалогениды  $LuONaI$ , тиогаллаты  $MeGa_2Su$ , а также смешанные нитридо – силициды  $MeSiON_x$  или сиалоны  $Me_nSi_xAl_yO_pN_q$ . Наиболее распространенными активаторами в этих матрицах обычно являются  $Eu^{+2,3}$  или  $Ce^{+3}$ , концентрация которых составляет  $[A_k] \approx 1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Характерной особенностью этих ковалентно-ионных матриц является наличие полосы переноса заряда с аниона на активаторный ион, что образует достаточно широкую подзону в основной запрещенной зоне. Этот эффект наряду с высокой концентрацией активатора является основным источником интенсивного поглощения первичного возбуждения в широкозонных полупроводниковых люминофорах.

К третьему классу н.л. можно отнести большое многообразие широкозонных диэлектриков ( $E_g > 6$  эВ), к числу которых относятся оксиды РЗЭ, ортоватаданты, силикаты, фосфаты, соединения со структурой граната. Возбуждение в подобных матрицах передается либо в слабую полосу активатора, концентрация которого может изменяться в широких пределах от  $5 \cdot 10^{20}$  до  $1 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ , либо усиливается через сенсбилизаторы (как правило  $\alpha$ -элементы типа Bi, Sb) с последующей передачей основному активатору (обычно Mn, Ti, Te и т.д.).

Для трех перечисленных классов н.л. существенно различаются:

- Квантовые эффективности;
- Стоксовы сдвиги;
- Температурные зависимости квантового выхода;
- Кинетические характеристики.
- Полный оптический выход излучения.

Приводятся различные варианты построения оптимальных н.л. для областей первичного излучения полупроводниковых СИД: с  $\lambda = 450 \div 475$  нм, с  $\lambda = 400 \div 410$  нм, с  $\lambda = 380 \div 400$  нм. и  $\lambda = 365$  нм. Прогнозируются для н.л., в которых люмен – эквивалент  $Q_\lambda = 300 \div 500$  лм/св.Вт, рабочие светоотдачи на уровне  $\eta = 20 \div 60$  лм/Вт для белого цвета свечения, на уровне  $\eta = 40 \div 100$  лм/Вт для желто-зеленого цвета и  $\eta = 20 \div 40$  лм/Вт для оранжево-красных излучателей.

## ОПТИМИЗАЦИЯ КРИТЕРИЕВ ФОРМИРОВАНИЯ ЛЮМИНОФОРНОГО СЛОЯ В ТЕХНОЛОГИИ БЕЛЫХ СВЕТОДИОДОВ

*Меркушев О.М.\*, Ведерникова Л.Г., Петров Ю.Ю.*

Санкт-Петербургский Государственный Технологический институт  
198013 С-Петербург, Московский проспект, 26; E-mail merkush@OM13027.spb.edu

*Дедов В.П.*

ООО «ИНФОР», 197342, С-Петербург, Торжковская ул., 5, офис 225; E-mail:  
infor@infor.sp.ru

*Сараев О.Н.*

НТЦ микроэлектроники и субмикронных гетероструктур при ФТИ им. А.С.Иоффе, 194021,  
С-Петербург, ул. Политехническая, 26

В работах [1,2] изложены результаты исследований по влиянию структуры частиц люминофора на основе алюмоиттриевого граната, активированного церием, на светотехнические параметры белых светодиодов (СИД). Установлено, что оптимальный размер частиц в диапазоне 5-12 мкм, а поверхность частиц люминофора для предотвращения отравления эпоксидной смолой необходимо защищать пленкой инертного неорганического соединения, например, оксидом алюминия, диоксидом кремния, диоксидом олова или другим химически инертным оксидом металла. Ввиду адсорбции на поверхности частиц люминофора компонентов эпоксидного компаунда и определенного нарушения его однородности, процесс полимеризации следует проводить при более мягких условиях, приближающихся к комнатной температуре. Указанные исследования проводились на кристаллах толщиной 100 мкм. Нанесение люминофора проводилось в первом варианте при полном заливе рефлектора, т.е. экранировании торцевых и фронтальной поверхностей кристалла люминофором, и во втором варианте формирование люминофорного слоя только на поверхности, соприкасающейся с фронтальной плоскостью кристалла. Как показали измерения, яркость СИД практически не зависела от способа формирования люминофорного слоя.

В настоящем сообщении изложены результаты исследований светотехнических параметров белых СИД, изготовленных на базе синих кристаллов фирмы Cree C470MB290-106 толщиной 250 мкм с выходной оптической мощностью 11 мВт.

В качестве люминофора применялся алюмоиттриевый гранат, активированный церием.

На базе указанного люминофора и кристаллов были изготовлены 50 белых СИД: 35 кристаллов были упакованы в посеребренные, 15 в позолоченные металлические корпуса диаметром 5 мм. В 15 позолоченных и 25 посеребренных корпусов люминофор наносился на уровне фронтальной плоскости кристалла (подслой представлял собой прозрачный полимерный компаунд). В оставшиеся 10 СИД с посеребренными корпусами люминофор наносился непосредственно в корпус, облекая фронтальную и торцевые поверхности кристалла.

Как видно из рис.1, наибольшей силой света (I) обладают СИД с посеребренными корпусами, у которых люминофорный слой лежит на уровне фронтальной поверхности кристалла (средняя I=1,61 кд). Среднее значение занимают СИД с посеребренными корпусами, заполненные только люминофором (средняя I=1,22 кд). Наиболее низкие значения у СИД с позолоченными корпусами, имеющими подслоем полимерного компаунда (средняя I=0,91 кд).

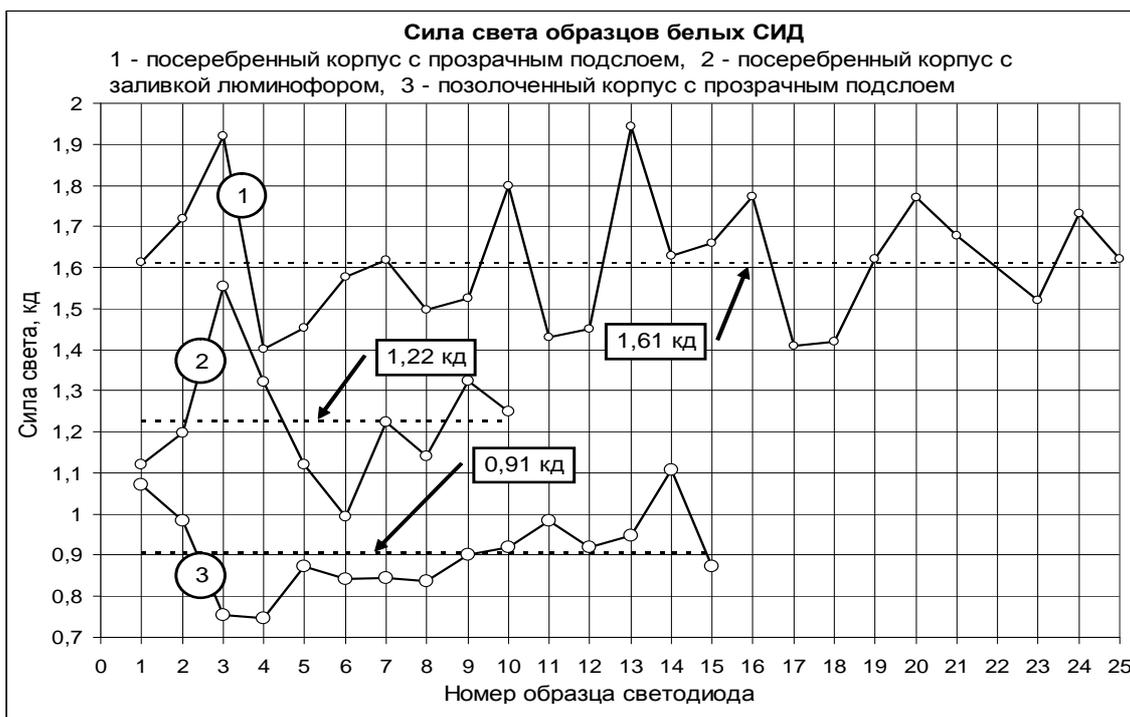


Рис. 1

Анализируя полученные результаты, можно заключить, что конструкция узла рефлектор-кристалл-люминофор имеет первостепенное значение, особенно, для кристаллов с повышенной толщиной.

Измерения проводились цифровым фотометром-колориметром J17 Tektronix с головкой J1820. Измерялась яркость и цветовые координаты. Точность измерения яркости  $\pm 5\%$ , цветовых координат  $\pm 0,018$ . Яркость (В) пересчитывалась в силу света по формуле:  $I=BS$ , где S – площадь (апертура измерения).

В безлинзовом варианте угол излучения СИД составлял 150 градусов (по половинной яркости), что соответствует телесному углу  $\Omega=4,65$  ср. Световой поток (F) рассчитывался по формуле  $F=I\Omega$ .

Мощность (P), подаваемая на СИД составляла 103 мВт (усредненное по группам образцов прямое падение напряжения 3,45 В, ток 30 мА).

Полная эффективность (E) рассчитывалась по формуле  $E=F/P$ . Среднее значение полной эффективности по 25 СИД в посеребренных корпусах с прозрачным подслоем составило 17,8 лм /Вт. Усредненные координаты цветности по результатам измерений составляют  $X=0,31$  и  $Y=0,33$  (близко к белому цвету  $D_{65}$ ).

1. Меркушев О.М., Ведерникова Л.Г. «Фотоллюминофоры на основе YAG, активированные  $Ce^{3+}$ , в светодиодах белого света» Тезисы докладов 4-го Всероссийского совещания «Нитриды галлия, индия и алюминия-структуры и приборы» с.116-117, 2000, СПб

2. Меркушев О.М., Ведерникова Л.Г., Петров Ю.Ю., Олеск А.О., Гаврилов В.П., Козлов А.И. «Белые светодиоды с люминофорными покрытиями» Тезисы докладов 5-международной светотехнической конференции с.59, 2003, СПб

# АНАЛИЗ ЗАВИСИМОСТИ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СВЕТОДИОДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ AlGaInN ОТ ПЛОТНОСТИ ТОКА НАКАЧКИ

*И. В. Рожанский\*, Д. А. Закгейм*

Физико-Технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, \*igor@quantum.ioffe.ru

Широкие перспективы применения светодиодов на основе AlGaInN и значительные успехи на пути их промышленного производства сопровождаются постоянным ростом объема исследований в данной области, направленных, в частности, на повышение эффективности и создание мощных светодиодов, излучающих в синей-ультрафиолетовой области спектра. При этом нередко значительная часть достигнутых результатов носит сугубо экспериментальный и полуэмпирический характер. В частности, механизмы и степень влияния различных параметров светодиодной гетероструктуры на коэффициент инжекции носителей заряда в активную область и эффективность электролюминесценции до настоящего времени изучены плохо. Так, стандартные аналитические модели зарядового транспорта в диффузионном приближении, обычно используемые для описания свойств полупроводниковых гетеропереходов, оказываются неприменимыми к гетероструктурам на основе нитридов III группы из-за наличия в последних сильных пьезополяризационных полей и существенной роли безызлучательной рекомбинации через дефекты в активной области.

В данной работе предложена численная модель для расчета зарядового транспорта в светодиодной гетероструктуре в рамках диффузионно-дрейфового приближения с учетом указанных особенностей гетеропереходов на основе AlGaInN. Зонная диаграмма структуры в отсутствие приложенного внешнего напряжения рассчитывается путём совместного решения уравнения Пуассона и уравнения электронейтральности с учетом фермиевского распределения концентраций электронов, дырок, ионизованных акцепторов и доноров. Расчет плотности тока проводится путем численного решения уравнений непрерывности (с учетом как излучательной рекомбинации зона-зона, так и безызлучательной рекомбинации через дефекты) совместно с уравнением Пуассона, учитывающим наличие пьезополяризационных полей. Эффективность электролюминесценции светодиодной гетероструктуры вычисляется как плотность тока излучательной рекомбинации в активной области светодиодной структуры, отнесенная к полной плотности тока накачки.

Разработанная нами численная модель позволила впервые последовательно проанализировать зависимость эффективности электролюминесценции от плотности тока накачки для реальных светодиодных гетероструктур на основе нитридов III группы. Количественно проанализировано влияние на эффективность электролюминесценции ключевых параметров светодиодной гетероструктуры – профиля легирования, положения широкозонных эмиттеров относительно активной области, их толщины и состава, а также концентрации дефектов, ответственных за безызлучательную рекомбинацию. Несмотря на то, что предложенная модель не содержит квантовомеханического описания процесса излучательной рекомбинации в активной области (представляющей собой обычно систему квантовых ям), она позволила адекватно описать характерные особенности зависимости эффективности электролюминесценции от величины тока накачки, наблюдавшиеся экспериментально. Как показано, причина этих особенностей связана с зависимостью коэффициента инжекции носителей в активную область от тока накачки и конкуренцией между излучательной и безызлучательной рекомбинацией.

Разработанная модель позволила также предложить пути оптимизации светодиодной гетероструктуры на основе AlGaInN для достижения максимальной эффективности электролюминесценции при большой плотности тока накачки.

## ЭФФЕКТИВНОСТЬ СВЕТОДИОДОВ НА ОСНОВЕ MQW InGaN/GaN С РАЗНОЙ СТЕПЕНЬЮ УПОРЯДОЧЕННОСТИ МОЗАИЧНОЙ СТРУКТУРЫ

*Е.Е. Заварин, А.Л. Закгейм, А.П. Карташова, А.Г. Колмаков, В.В. Криволапчук, В.В. Лундин, М.М. Мездрогина, А.В. Сахаров, Д.С. Сизов, Н.М. Шмидт*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН

Санкт-Петербург, 194021, Россия

E-mail: Natalia.Shmidt@mail.ioffe.ru

Хорошо известно, что большое число факторов, таких как пьезоэлектрические поля, толщины слоев в MQW, условия формирования твердого раствора InGaN, чистота используемых газов, металлизация, особенности сборки могут влиять на эффективность светодиодов и светоизлучающих структур. Влияние этих факторов исследовалось во многих работах, гораздо меньшее внимание уделяется влиянию структурных особенностей, при этом, как правило, исследуется влияние плотности дислокаций. Однако, структурные свойства нитридов гексагональной модификации, являющихся основой для светоизлучающих структур (СИС), принципиально отличаются от традиционных III-V материалов не только тем, что имеют высокую плотность дислокаций, но и мозаичную (доменную) структуру с характерными размерами доменов 200–800 нм и фактически представляют единую систему протяженных дефектов. Влияние системы протяженных дефектов на эффективность светодиодов ранее практически не исследовалось. Это и явилось предметом исследования данной работы.

Проведенные ранее исследования эпитаксиальных слоев GaN, показали, что релаксация системы протяженных дефектов может происходить как с формированием хорошо упорядоченной мозаичной структуры, для которой характерно когерентное согласование доменов путем образования дилатационных границ, так и с образованием плохо упорядоченной мозаичной структуры, содержащей дислокационные стенки на границах доменов. СИС на основе MQW InGaN/GaN с общепринятым соотношением толщин слоев 3 нм/7 нм., выращенные на таких слоях с разной степенью упорядоченности мозаичной структуры были исследованы в данной работе. Для классификации выращенных структур по степени упорядоченности мозаичной структуры была использована ранее разработанная методика. Были проведены сравнительные исследования спектров фотолюминесценции, задержанных спектров фотолюминесценции, а также спектров электролюминесценции СИС с разной степенью упорядоченности мозаичной структуры (УМС). СИС с хорошо упорядоченной мозаичной структурой (МС) имели значения УМС < 0.335; а СИС с плохо упорядоченной МС имели значения УМС > 0.35. Кроме того, были определены значения внешней квантовой эффективности на светодиодах, изготовленных из этих СИС.

Влияние УМС проявляется на стадии роста твердых растворов InGaN. При выращивании твердого раствора в одном процессе на слоях GaN с разным УМС наблюдается распад твердого раствора для слоев с УМС > 0.36. При очень больших значениях УМС, практически это случай плохо сросшихся доменов, в спектрах фотолюминесценции пики, соответствующие твердому раствору, вообще отсутствуют.

Сравнительные исследования спектров люминесценции СИС с УМС от 0.32 до 0.35 при разном уровне токов возбуждения и комнатной температуре показали, что для светоизлучающих структур с хорошо упорядоченной МС излучение начинается при токах накачки меньше 0.1 мА и с ростом уровня накачки до 160 мА форма спектра практически не меняется. Для структур с менее упорядоченной МС (УМС > 0.335) излучение начинается при существенно больших значениях тока, при этом изменяется форма спектра с ростом тока накачки от 1 до 10 мА и только при токах больше 30 мА форма спектра перестает меняться. Изменение формы спектра, по-видимому, обусловлено залечиванием многочисленных каналов безызлучательной рекомбинации в дислокационных стенках мозаичной структуры.

Для СИС с УМС  $> 0.36$  даже при больших токах накачки не удается получить симметричную форму спектра, а при токах больше 100 мА происходит их деградация. Светодиоды, изготовленные на этих структурах в одинаковых условиях, существенно отличаются по значениям внешней квантовой эффективности (см. таблицу):

Таблица

Степень упорядоченности мозаичной структуры	Квантовый выход	
	при 10 мА	при 40-50 мА
$< 0.335$	2-10%	2-10%
0.340-0.350	$< 1\%$	2-4%
$\geq 0.350$	$< 0.2\%$	

Наиболее интересные результаты получены при исследовании задержанных спектров электро- и фотолюминесценции СИС и эпитаксиальных слоев GaN с разными значениями УМС. Только для хорошо упорядоченных СИС и слоев GaN наблюдается послесвечение основного пика излучения при временах задержки 10-60 мкс не только при 77 К, но и при 300 К, что свидетельствует об эффекте сильной локализации носителей, вызванной флуктуациями потенциала валентной зоны и зоны проводимости из-за неоднородного распределения напряжений, примесей, носителей и заряженных центров мозаичной структуры. С этим эффектом связана высокая эффективность светодиодов при малых уровнях возбуждения, туннельный характер излучательной рекомбинации при комнатной температуре и падение эффективности при температурах выше 400К. Качественно полученные результаты могут быть объяснены в рамках теоретических представлений, развитых в работах Шкловского Б.И. и Эфроса А.Л., а также А.П. Леванюка для сильно компенсированных полупроводников.

Наблюдаемые особенности спектров электролюминесценции, фотолюминесценции и задержанных спектров фотолюминесценции хорошо коррелируют с ранее выявленными структурными особенностями нитридов III-группы с разной степенью упорядоченности мозаичной структуры. Присутствие многочисленных дислокационных доменных стенок в СИС с плохо упорядоченной мозаичной структурой обуславливает сосуществование многочисленных каналов безызлучательной рекомбинации и участие нескольких механизмов в формировании излучательной рекомбинации. Общим свойством для всех исследованных структур является существование канала туннельной излучательной рекомбинации. Для структур с хорошо упорядоченной мозаичной структурой это было показано при малых уровнях инжекции в работах А.Э. Юновича.

Проведенные исследования, показали важную роль степени упорядоченности мозаичной структуры в формировании оптических свойств светоизлучающих структур и светодиодов на их основе и возможность управления этими свойствами путем изменения характера релаксации системы протяженных дефектов, включающей высокую плотность дислокаций и мозаичную структуру.

Работа выполнена в рамках программы «Новые материалы».

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И ТОКА В СТРУКТУРАХ ПОЛОСКОВОЙ ГЕОМЕТРИИ НА ОСНОВЕ GaN

*Сахаров А.В.\**, *Гордеев Н.Ю.*

Физико-Технический Институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия

\* val@beam.ioffe.rssi.ru

*Ch.Ch.Chuo*, *J.Y.Chi*

Opto-Electronics & Systems Laboratories, Industrial Technology Research Institute, Hsinchu, Taiwan, R.O.C.

Генерация и распределение тепла являются одной из основных проблем при создании электронных и оптоэлектронных приборов средней и большой мощности. Для приборов на основе нитридов III группы эта проблема связана в основном с большим омическим сопротивлением слоев, особенно слоев р-типа проводимости. На данный момент магний является единственным используемым акцептором. Большая энергия активации, низкие подвижности и ограниченная растворимость Mg в GaN приводят к тому, что удельное сопротивление слоев р-типа обычно близко к (или превышает)  $1 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ . Высокие плотности тока в лазерных структурах ( $3\text{-}10 \text{ кА}/\text{см}^2$ ) приводят к очень мощным тепловым потокам. Сильный перегрев активной области не позволяет создать приборы с большим сроком службы, а в некоторых случаях и достичь непрерывного режима работы без дополнительного охлаждения. Таким образом, расчет теплоотвода является принципиальным моментом при дизайне структур. Достаточно странно, но на данный момент существуют лишь единичные публикации, посвященные этой проблеме [1-3], при том что общее число публикаций по свойствам структур и приборов на основе нитридов крайне велико. Кроме тепловой проблемы, высокое сопротивление слоев в сочетании с односторонним расположением контактов (неизбежным при росте на непроводящих подложках) приводит к неоднородному распределению тока, что также не способствует нормальной работе приборов.

В данной работе расчет профилей распределения плотности тока и температуры проводился с помощью программы численного решения дифференциальных уравнений в частных производных FlexPDE ([www.flexpde.com](http://www.flexpde.com)). Расчет выполнен на двумерной сетке с неоднородным шагом в поперечном сечении структуры (в третьем измерении – вдоль полоска – профиль считался однородным). Экспериментально исследованные лазерные структуры были выращены методом газовой эпитаксии на установке AIX2000HT и отпроцессированы в лазеры полосковой конструкции с шириной полоска от 3 до 10 мкм. Длина полоска составляла 500 мкм, зеркала получены скалыванием.

Геометрия структуры использованной при моделировании представлена на рис. 1. Структура обладает зеркальной симметрией, что позволило производить тепловые расчеты только для половины структуры. Для упрощения расчетов предполагалось, что теплообмен происходит только через границу с теплоотводом, теплообмен через воздух пренебрежимо мал (в отсутствие принудительной конвекции это так). Расчеты проводились как для стандартного монтажа структуры «полоском вверх», так и «полоском вниз» (flip-chip монтаж). В последнем случае монтаж осуществлялся на AlN теплоотвод, покрытый припоем Au-Sn(20%).

Расчеты показывают что перегрев активной области быстро растет с увеличением ширины полоска (рис. 2). Для 5 мкм полоска перегрев составляет  $122^\circ\text{C}$  при плотности тепловой мощности  $10^9 \text{ Вт}/\text{см}^2$ . Использование flip-chip монтажа позволяет снизить перегрев примерно в 3 раза. Численное моделирование также позволило рассчитать нагрев активной области во время импульса накачки. При подгонке экспериментальных данных единственным изменяемым параметром была плотность тепловой мощности. Как видно из рис. 3, результат

аппроксимации более чем удовлетворительный. Нагрев структуры приводит к изменению показателей преломления, что в случае неустойчивого волновода может приводить к смене моды лазерной генерации (mode hopping).

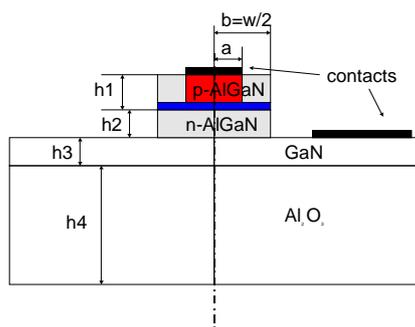


Рис. 1 Схематическое изображение структуры, использованной в расчетах

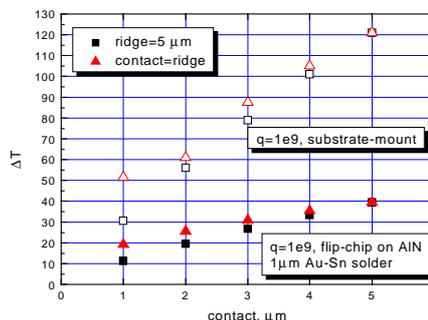


Рис. 2 Зависимость перегрева активной области от ширины полоска и р-контакта

На рис. 4 приведены распределения плотности тока для лазерной структуры с шириной полоска 3 мкм, р-контакта 2 мкм при номинальной плотности тока  $5 \text{ кА/см}^2$  для различных значений проводимости n-слоя. Хорошо видно, что увеличение удельного сопротивления приводит к все большему отклонению распределения от симметричного, что приводит к экспериментально наблюдаемой асимметрии дальнего поля в плоскости p-n перехода.

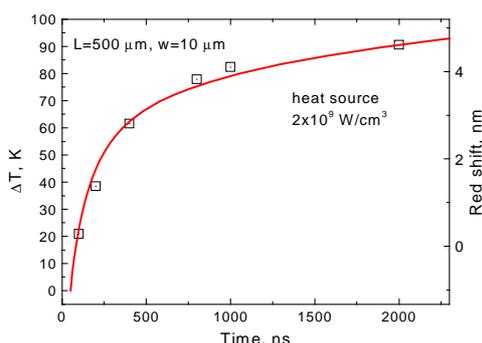


Рис. 3 Зависимость перегрева активной области от длительности импульса накачки (кривая – расчет, точки – экспериментальные данные)

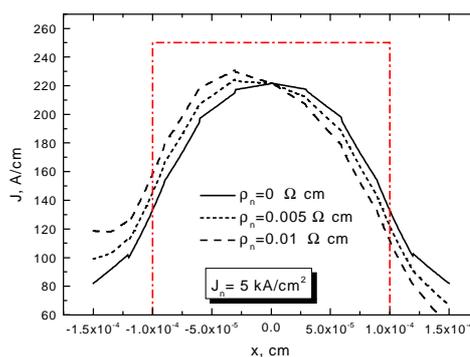


Рис. 4 Распределение плотности тока поперек полоска. Ширина полоска 3 мкм, р-контакта 2 мкм, номинальная плотность тока  $5 \text{ кА/см}^2$

Работа выполнена при финансовой поддержке совместной программы ФТИ им. Иоффе и OES ITRI (Тайвань) и грантов РФФИ. Один из авторов (А.В.С.) благодарит за поддержку грант Президента РФ для поддержки молодых российских ученых.

[1] G.Hatakoshi *et.al*, Jap.J.Appl.Phys., **38**, 2764 (1999)  
 [2] S.Figge *et.al*, phys.stat.sol. (a), **200**, 83 (2003)  
 [3] C.Eichler *et.al*, phys.stat.sol. (c), **7**, 2283 (2003)

## СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИЙ ГЕТЕРОПЕРЕХОД n-ZnO/p-GaN

*Б.М. Атаев\**, *В.В. Мамедов*, *С.Ш. Махмудов*

Институт физики, Дагестанский научный центр РАН, Махачкала, 367003 Россия  
e-mail: crystal@dinet.ru

*Я.И. Ализов*

ИПТМ, РАН, Черноголовка, Московской обл., 142432 Россия

*D.M. Bagnal*

Dept. Of Electronics and Computer Science, University Of Southampton, UK

*М.В. Чукичев*

МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, 119899 Россия

Оксид цинка как широкозонный полупроводник ( $E_g \sim 3.3$  eV) по многим физическим свойствам подобен нитриду галлия ( $E_g \sim 3.4$  eV) [1,2], который успешно используется для производства коротковолновых светодиодов и лазерных диодов. Оба эти материала обладают кристаллической структурой вюрцита, практически одинаковыми параметрами решеток (несовпадение параметров решеток не превышает 1.8 %) и шириной запрещенной зоны, что является существенным фактором для получения гетероструктур и высокоэффективных оптоэлектронных приборов на их основе. Известно, что такие устройства гораздо предпочтительнее созданных на базе однородных гомоструктур, поскольку в них наблюдается односторонняя инжекция тока. К настоящему времени рост ZnO на GaN описан во многих работах [2-4], и во всех случаях использовались пленки GaN с проводимостью n-типа, служившие ввиду близких структурных параметров решеток подслоями для получения высококачественных слоев ZnO. Насколько нам известно, до сих пор не появлялось сообщений о выращивании пленок ZnO на p-GaN и получении гетеропереходов n-ZnO/p-GaN. В данной работе впервые сообщается о получении структур n-ZnO:Ga/p-GaN и p-n перехода на их основе, в которых наблюдалась относительно интенсивная электролюминесценция (ЭЛ) в сине-фиолетовой спектральной области при прямом смещении. Стоит отметить, что, поскольку до настоящего времени не разработана воспроизводимая технология получения p-ZnO, единственным возможным является формирование гетероструктур типа n-ZnO/p-GaN.

Слои p-GaN:Mg толщиной  $\sim 1$  мкм выращивались на подложках из (0001) сапфира методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МБЕ) с использованием аммиака в качестве источника азота и ячейки SUMO как источника Ga. Температура подложки во время роста, определяемая оптическим пирометром, составляла 1100 К, при этом скорость роста была 0.8 мкм/час. Легирующая примесь Mg находилась в ячейке Кнудсена. Затем на полученный слой GaN:Mg наносился слой ZnO:Ga толщиной  $\sim 1$  мкм методом ХТР [5]. Концентрация и подвижность носителей тока при комнатной температуре измерялись четырехзондовым методом и составили  $3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и  $10 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  для дырок и  $4.5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и  $40 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  для электронов. Для сравнения при тех же условиях выращивались гетероструктуры n-ZnO/n-GaN на сапфире с целью формирования n-n гетероперехода.

Оптические свойства пленок исследовались методом катодолуминесценции (КЛ). Спектр КЛ ХТР пленок ZnO при 300 К состоял из интенсивной экситонной полосы с максимумом  $\lambda_{\text{max}} = 390$  нм и полушириной 118 мэВ и широкой зеленой полосы с  $\lambda_{\text{max}} \sim 510$  нм и полушириной  $\sim 0.33$  эВ. В спектре КЛ при комнатной температуре пленок GaN:Mg доминировала полоса с  $\lambda_{\text{max}} \sim 430$  нм, типичная для легированных Mg пленок GaN. Омические контакты к n-ZnO изготавливались из индия, к p-GaN – из золота. Вольт-амперные зависимости полученных гетероструктур наблюдались на экране осциллографа.

Электролюминесценция наблюдалась при комнатной температуре при различных токах инжекции.

Изучение вольт-амперных зависимостей полученной гетероструктуры n-ZnO/p-GaN показывает, что переход обладает нелинейной вольт-амперной зависимостью и является выпрямляющим, как обычный p-n переход, в то время как ВАХ структуры n-ZnO/n-GaN была практически линейна. Отсюда можно сделать вывод о том, что выпрямляющие диодные свойства n-ZnO/p-GaN перехода обусловлены электрической природой компонентов p-n перехода.

Эти данные подтверждаются электролюминесценцией, наблюдающейся при прямом смещении перехода. Спектр ЭЛ полученного светодиода при прямом токе 3 мА состоит из широкой эмиссионной полосы с максимумом 430 нм и полушириной ~0.21 эВ. Сравнение спектров КЛ пленок ZnO и GaN и спектра ЭЛ полученной гетероструктуры позволяет сделать вывод о том, что электролюминесцентное излучение исходит со стороны GaN p-n перехода. Для большего удобства спектры КЛ и ЭЛ пленок и p-n перехода снимались при таких значениях токов пучка электронов и инжекции, при которых достигаются примерно одинаковые плотности избыточных носителей. Отсюда можно сделать вывод, что свойства полученного гетероперехода в основном определяются инжекцией электронов со стороны n-ZnO в p-GaN. Это также вытекает из энергетической зонной диаграммы, построенной исходя из соответствующих величин сродства к электрону, уровней Ферми и ширины запрещенной зоны ZnO и GaN. Изучена зависимость интенсивности ЭЛ от тока инжекции и установлена ее сверхлинейная зависимость на малых токах.

- [1] Yefan Chen, D.M.Bagnal, Hang-jun Koh, Ki-tae Park, Kenji Hiraga, Ziqiang Zhu, and Takafumi YaO. J.Appl. Phys., 84, 3912 (1998)
- [2] R.D.Vispute, V.Talyansky, S.Choopun, R.P..Sharma, T.Venkatesan, M.He, X. Tang, J.B.Halpern, M.G.Spenser, Y.X.Li, L.G.Salamansa-Riba, A.A.Illadis, K.A.Jones. Appl. Phys. Lett., 73, 348 (1998)
- [3] Hong S.-K, Ko H.-J., Chen Y., Yao T. J. Cryst. Growth, 209, 537 (2001)
- [4] M.V. Chukichev, B.M. Ataev, V.V. Mamedov, Ya.I. Alivov, I.I. Khodos. Semiconductors, 36, 977 (2002)
- [5] A.Kh. Abduev, B.M.Ataev, A.M.Bagamadova Izv.Akad.Nauk SSSR, Neorganicheskie materialy, V. 23 1928 (1987)

## ИЗМЕНЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И ЦВЕТОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕТОДИОДОВ БЕЛОГО СВЕЧЕНИЯ ПРИ УВЕЛИЧЕНИИ ТОКА

*Коробов Е.В., Широков С.С., Юнович А.Э.*

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова.

Исследованы спектры излучения белых светодиодов (СД) на основе кристаллов с гетероструктурами InGaN/GaN, покрытых люминофорами на основе алюмо-иттриевых гранатов, в зависимости от тока  $J$ . СД с площадью кристалла  $350 \times 350$  мкм<sup>2</sup> и диаметром купола 5 мм (фирма «Корвет Лайтс») исследовались до  $J=80$  мА; с площадью  $0.8 \times 0.8$  мм<sup>2</sup> и диаметром купола 10 мм (фирма «Оптел») - до  $J = 400$  мА. В спектрах наблюдаются две полосы: голубая - с максимумом  $\approx 460$  нм, обусловлена активной областью структуры InGaN/GaN; широкая полоса с максимумом  $\approx 550$  нм, обусловлена свечением люминофора. Наклон коротковолнового спада голубой полосы  $d(\hbar\omega)/d(\ln I)$  пропорционален температуре активной области. Определенная так температура  $T$  пропорциональна входной электрической мощности  $W = JV$ . Величина  $dT/dW$  размерности теплового сопротивления изменялась от 428 до 514 К/Вт для разных конструкций образцов малой площади и от 50 до 127 К/Вт для образцов с большой площадью. Обсуждается корреляция этой величины с тепловым сопротивлением СД, измеренным другими методами. Анализируется изменение цветových характеристик СД с изменением тока.

## ЛАЗЕРЫ С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ НА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЯХ GaN, ВЫРАЩЕННЫХ НА КРЕМНИИ

*Е. В. Луценко\**, *А. В. Данильчик*, *В. Н. Павловский*, *В. З. Зубелевич*, *А. Л. Гурский* и *Г. П. Яблонский*

Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси  
Пр. Ф. Скорины 68, 220072 Минск, Беларусь, e-mail: lutsenko@dragon.bas-net.by

*Y. Dikme, H. Kalisch and R. H. Jansen,*  
Institut für Theoretische Elektrotechnik, RWTH Aachen, Germany

*B. Schineller and M. Heuken*  
AIXTRON AG, Kackertstr.15 –17,52072 Aachen, Germany

Перспективы интеграции с традиционными полупроводниковыми технологиями и дешевизна кремниевых подложек определяет актуальность технологии роста эпитаксиальных слоев GaN на Si. Порог генерации является одной из важнейших характеристик качества лазерного материала

Исследовалась фотолюминесценция и генерация эпитаксиальных слоев нитрида галлия, выращенных методом MOVPE в реакторах фирмы AIXTRON на подложках из кремния (111). Верхние эпитаксиальные слои GaN имели толщину 0.75 - 1.7 мкм. Генерация возбуждалась полоской излучения азотного лазера ( $\lambda = 337.1$  нм,  $\tau_{\text{имп}} = 8$  нс,  $f = 1000$  Гц), сфокусированного перпендикулярно сколотым поверхностям образца при помощи цилиндрической линзы. Фотолюминесценция возбуждалась излучением He-Cd лазера ( $\lambda = 325$  нм,  $P = 30$  мВт). Регистрация излучения осуществлялась спектрометрами с ПЗС линейками или фотоумножителями.

Проведены исследования люминесцентных характеристик эпитаксиальных слоев GaN, выращенных на кремниевых подложках. Слои GaN выращены с применением буферного слоя AlN на кремнии и уменьшающих напряжение AlGaIn/AlN слоев. В некоторых образцах дополнительно использовалась многослойная стопа AlN/GaN для уменьшения напряжения GaN.

Исследование люминесцентных характеристик эпитаксиальных слоев GaN показало, что слои, выращенные с использованием многослойной стопы AlN/GaN (10 периодов) и уменьшающими напряжение прослойками AlGaIn/AlN, обладали в 2-5 раза более интенсивной люминесценцией при комнатной температуре чем без стопы AlN/GaN.

Порог генерации эпитаксиальных слоев GaN, выращенных с применением уменьшающих напряжение прослоек AlGaIn/AlN, равен  $700 \text{ кВт/см}^2$  [1]. Добавление многослойной стопы AlN/GaN позволило не только повысить эффективность излучательной рекомбинации, но и значительно понизить порог генерации. На рисунке 1 представлены спектры излучения, измеренные с торца резонатора, в зависимости от плотности мощности возбуждающего излучения. Как видно из рисунка, генерация обладает резким порогом. Лазерное излучение имеет ТЕ поляризацию. Длина волны генерации возростала с увеличением плотности мощности возбуждения от  $374.5 \text{ нм}$  ( $I_{\text{н}} = 300 \text{ кВт/см}^2$ ) до  $377.2 \text{ нм}$  ( $I_{\text{н}} = 630 \text{ кВт/см}^2$ ). На рисунке 2 представлена зависимость интенсивности излучения с торца резонатора GaN лазера в зависимости от уровня возбуждения. Как видно из рисунка, величина порога генерации при комнатной температуре составляет  $270 \text{ кВт/см}^2$ . Такой низкий порог генерации близок к порогу генерации лучших образцов эпитаксиальных слоев GaN, выращенных на сапфире ( $I_{\text{пор}} = 170 \text{ кВт/см}^2$ ) [2].

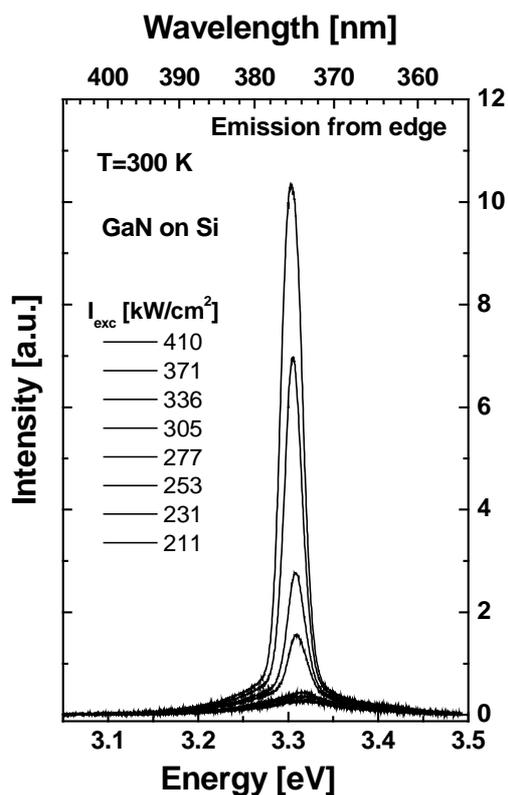


Рис. 1. Спектры излучения GaN лазера в зависимости от плотности мощности возбуждающего излучения.

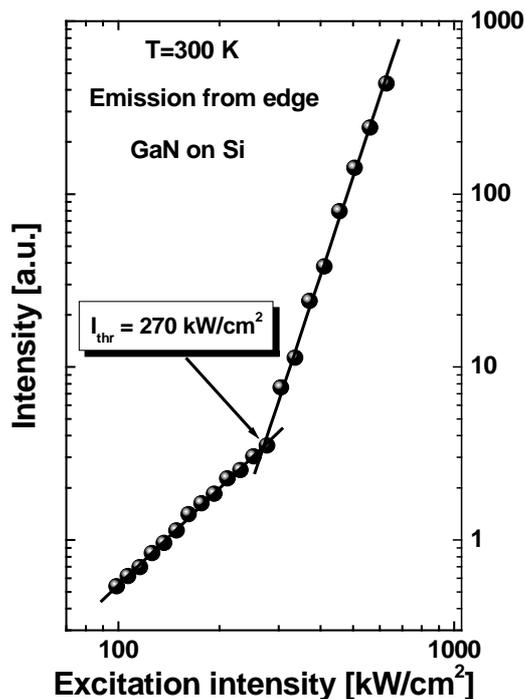


Рис. 2. Интенсивность излучения GaN лазера в зависимости от уровня возбуждения.

Сравнение фотолюминесценции эпитаксиальных специально нелегированных эпитаксиальных слоев, выращенных на сапфире и кремнии, при азотной и комнатной температурах показывает, что интенсивность и положение полосы люминесценции GaN на кремниевых подложках с многослойной стопой AlN/GaN имеют промежуточное значение между GaN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и GaN/Si.

Таким образом, применение для эпитаксиального роста GaN на кремнии дополнительной многослойной стопы AlN/GaN приводит к релаксации напряжений, обусловленных рассогласованием постоянных решеток GaN и Si. Это способствует увеличению квантового выхода люминесценции и понижению порога генерации.

Работа выполнена при поддержке проектов МНТЦ В1043 и БРФФИ Ф03-234.

- [1] G. P. Yablonskii, E. V. Lutsenko, V. N. Pavlovskii, V. Z. Zubialevich, A. L. Gurskii, H. Kalisch, A. Szymakowskii, R. A. Jansen, A. Alam, Y. Dikme, B. Schineller, M. Heuken. *phys. stat. sol.(a)*192, 54 (2002).
- [2] Е. В. Луценко, В. Н. Павловский, В. З. Зубелевич, Г. П. Яблонский, Н. Protzmann, B. Schineller, M. Heuken. Всероссийская конференция “Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы”, 20, Москва (2001).

# ЗЕЛЕННЫЕ ЛАЗЕРЫ НА КВАНТОВЫХ ДИСКАХ CdSe С НАКАЧКОЙ ИЗЛУЧЕНИЕМ ЛАЗЕРОВ НА ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ InGaN/GaN, ВЫРАЩЕННЫХ НА КРЕМНИЕВЫХ ПОДЛОЖКАХ

*Е. В. Луценко\*, В. З. Зубелевич, А. В. Данильчик, Н. П. Тарасюк, А. Л. Гурский и  
Г. П. Яблонский*

Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси  
Пр. Ф. Скорины 68, 220072 Минск, Беларусь, e-mail: lutsenko@dragon.bas-net.by

*И. В. Седова, С. В. Сорокин, А. А. Торопов, В. А. Кайгородов, С. В. Иванов, П. С. Копьев*  
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт Петербург 194021, Россия

*Y. Dikme and R. H. Jansen,*  
Institut für Theoretische Elektrotechnik, RWTH Aachen, Germany

*B. Schineller and M. Heuken*  
AIXTRON AG, Kackertstr.15 –17,52072 Aachen, Germany

Генерация полупроводниковых лазеров в зеленом диапазоне спектра является актуальной задачей оптоэлектроники, что обусловлено возможностью использования для этого спектрального интервала пластиковых световодов в информационных линиях короткой протяженности. Реализация “зеленых” инжекционных лазеров на InGaN столкнулась с серьезными трудностями, а инжекционные лазеры на основе соединений II-VI обладают малым временем жизни, за счет генерации собственных дефектов электрическим током. Одним из путей решения этих проблем может являться оптическая накачка излучением InGaN гетероструктур – лазерных структур на основе соединений II-VI.

В качестве лазеров накачки использовались оптически накачиваемые InGaN/GaN гетероструктуры, выращенные на кремниевых подложках [1]. Генерация излучения с длиной волны 450-455 нм происходила на модах высокого порядка. Импульсная мощность излучения достигала 30 Ватт.

Излучением “синих” InGaN/GaN лазеров без использования промежуточной оптики в поперечной геометрии накачивались гетероструктуры с раздельным электронным и оптическим ограничением и с тремя вставками плоскостей CdSe квантовых дисков (КД) в ZnSe матрице, выращенных на GaAs [2]. Лазерный эффект наблюдался на длине волны  $\lambda=530$  нм. На рисунке 1 представлены спектры генерации лазеров на CdSe КД и спектры излучения InGaN/GaN лазера накачки. Как видно из вставки рисунка 1 квантовая эффективность накачки составила величину 1.2 %. Оценки показали, что порог генерации при накачке излучением InGaN/GaN лазера был равен  $\sim 10$  кВт/см<sup>2</sup>, при комнатной температуре. Таким образом, показана принципиальная возможность создания “зеленых” лазеров на соединениях II-VI с накачкой излучением лазеров на основе InGaN.

Исследование спектров возбуждения фотолюминесценции показало, что максимальная эффективность накачки достигается при возбуждении в интервале длин волн 442–457 нм (рис.2.). Эти длины волн соответствуют области прозрачности обкладочных слоев и поглощению излучения непосредственно материалом волновода и квантовых точек. Эффективность возбуждения при этом в три раза больше, чем при возбуждении в обкладочные слои ZnMgSSe.

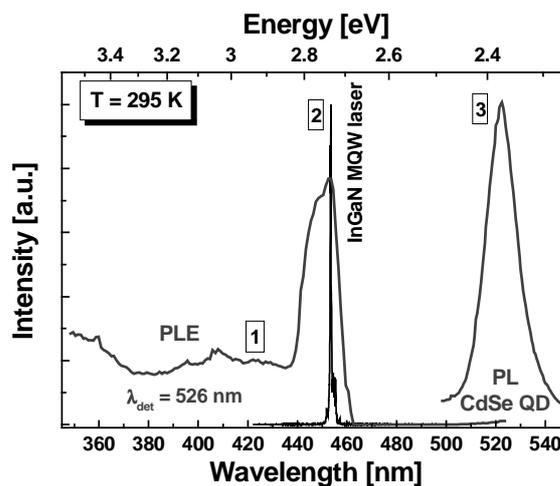
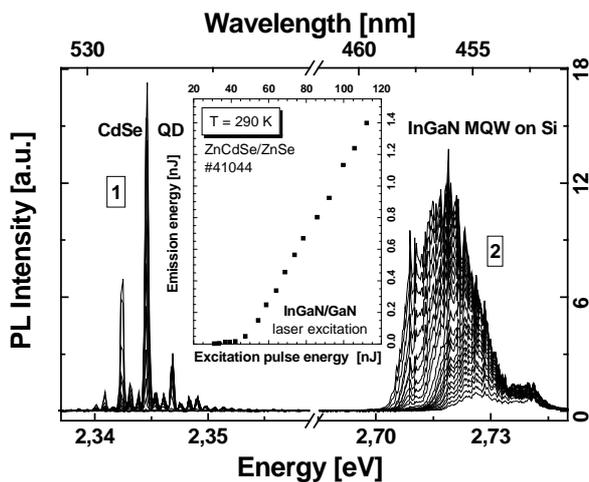


Рис. 1. Спектры генерации CdSe КД лазера (1) и излучения InGaN/GaN лазера накачки (2). Вставка: зависимость энергии излучения CdSe КД лазера от энергии накачки InGaN/GaN лазера

Рис. 2. Спектры возбуждения (1) и фотолюминесценции (3) CdSe КД, спектр генерации InGaN MQW на Si (2).

Исследование порога и эффективности генерации от длины резонатора CdSe КД лазеров при накачке излучением азотного лазера ( $\lambda = 337.5$  нм) позволило оценить внутренние лазерные параметры. Внутренняя квантовая эффективность – 13-17 %, внутренние потери –  $5-14 \text{ см}^{-1}$ , характеристическое усиление  $\sim 66 \text{ см}^{-1}$ . Внешняя квантовая эффективность при накачке азотным лазером достигала 12%.

Основываясь на эффективности возбуждения фотолюминесценции можно предположить, что при накачке излучением InGaN/GaN лазера можно получить квантовую эффективность не менее 20%. Нанесение глухого зеркала на один из торцов резонатора позволит понизить потери на зеркалах резонатора и таким образом понизить порог генерации CdSe КД лазеров до  $6 \text{ кВт/см}^2$ . Применение для накачки InGaN/GaN лазера, работающего на фундаментальной моде, позволит добиться больших плотностей мощности возбуждения. Расчеты распределения электромагнитного поля в волноводе CdSe КД лазеров показали, что поглощение в подложке дает вклад во внутренние потери около  $2 \text{ см}^{-1}$ . Показано, что незначительные изменения конструкции волновода CdSe КД лазеров могут привести к увеличению эффективности накачки излучением InGaN/GaN лазеров, уменьшению поглощения в подложке. Применение вертикальных резонаторов в CdSe КД лазерах позволит создать двухчастотные сине-зеленые лазеры.

Дальнейшее увеличение эффективности преобразования лазерного излучения InGaN/GaN лазеров возможно путем внутрирезонаторного преобразования при поглощении излучения непосредственно квантовыми дисками CdSe.

Работа выполнена при поддержке проекта INTAS 03-51-5019.

- [1] E.V. Lutsenko, V.N. Pavlovskii, V.Z. Zubialevich, A.L. Gurskii, G.P. Yablonskii, Y. Dikme, A.Schymakowski, H. Kalisch, R.H. Jansen, B. Schineller, A. Alam, M. Heuken. Abstracts of ISBILLED-2004, 144 (2004).
- [2] I.V. Sedova, S.V. Sorokin, A.A. Toropov, V.A. Kaygorodov, S.V. Ivanov, P.S. Kop'ev, E.V. Lutsenko, V.N. Pavlovskii, V.Z. Zubialevich, A.L. Gurskii, G.P. Yablonskii, Y. Dikme, H. Kalisch, A. Szymakowski, R.H. Jansen, B. Schineller and M. Heuken, Phys. Stat. Sol. (c), **1** (4), 1030 (2004)

## УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫЕ ZnO/p-AlGaN СВЕТОДИОДЫ

***Е.В. Калинина\****, ***Г.А. Онушкин***, ***А.Е. Черенков***

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, РАН, С.-Петербург, 194021 Россия, e-mail: evk@mail.ioffe.ru

***Я.И. Ализов***

ИПТМ, РАН, Черноголовка, Московской обл., 142432 Россия

***D.C. Look***

Semiconductor Research Center, Wright State University, Dayton, Ohio 45435, U.S.A.

***Б.М. Атаев, В.В. Мамедов***

Институт физики, Дагестанский научный центр РАН, Махачкала, 367003 Россия

***М.В. Чукичев***

МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, 119899 Россия

Оксид цинка (ZnO) является одним из наиболее перспективных широкозонных (3.3 эВ) прямозонных полупроводников для создания ультрафиолетовых (УФ) светодиодов. Этому способствуют интенсивная экситонная люминесценция с высоким квантовым выходом за счет большой энергии связи экситонов ~60 мэВ, а также простота роста слоев ZnO и последующей работы с ними при создании приборных структур. Однако создание гомопереходов на основе ZnO тормозится по причине трудностей с получением материала *p*-типа проводимости. Поэтому одним из путей реализации уникальных свойств ZnO является использование его в качестве активной области в гетеропереходах. Наиболее близкие параметры кристаллических решеток с ZnO имеют материалы на основе GaN. В настоящей работе представлены результаты оптических и электрических исследований *n*-ZnO/*p*-Al<sub>0.12</sub>Ga<sub>0.88</sub>N гетероструктур.

На коммерческих подложках 6H-SiC методом хлорид-гидридной эпитаксии (HVPE) выращивался буферный слой *n*-GaN толщиной 0.2 мкм. Затем HVPE методом наращивался легированный Mg слой *p*-AlGaN толщиной 0.8 мкм с концентрацией некомпенсированных акцепторов  $5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . ZnO, легированный Ga, с концентрацией доноров  $8 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и толщиной 1.0 мкм наращивался методом химического вакуумного осаждения с активацией реагентов в плазме высокочастотного разряда. Sr барьеры Шоттки на *p*-AlGaN слое, а также омические контакты Al и Ni наносились методом термического вакуумного напыления на ZnO(Ga) и *p*-AlGaN, соответственно (Рис.1).

Структурное совершенство эпитаксиальных слоев оценивалось методом рентгеновской дифракции. Концентрация и распределение основных носителей в слоях определялись с помощью ртутного зонда из вольт-фарадных характеристик барьеров Шоттки и Холловских измерений. Оптические свойства слоев *n*-ZnO и *p*-AlGaN изучались по спектрам катодолюминесценции (КЛ) при температурах 78 и 300К. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) и электролюминесценция (ЭЛ) гетероструктур исследовались на постоянном токе при температурах 300 и 500К.

Согласно рентгеновскому анализу содержание Al в слоях *p*-AlGaN составляло 12 %, а рассогласование постоянных решеток *n*-ZnO и *p*-Al<sub>0.12</sub>Ga<sub>0.88</sub>N – 2.2 %. Спектр КЛ для ZnO состоял из интенсивной полосы в УФ области с максимумом 387 нм, в то время как спектр для *p*-Al<sub>0.12</sub>Ga<sub>0.88</sub>N имел два слабых пика с максимумами при ~356 нм и ~410 нм.

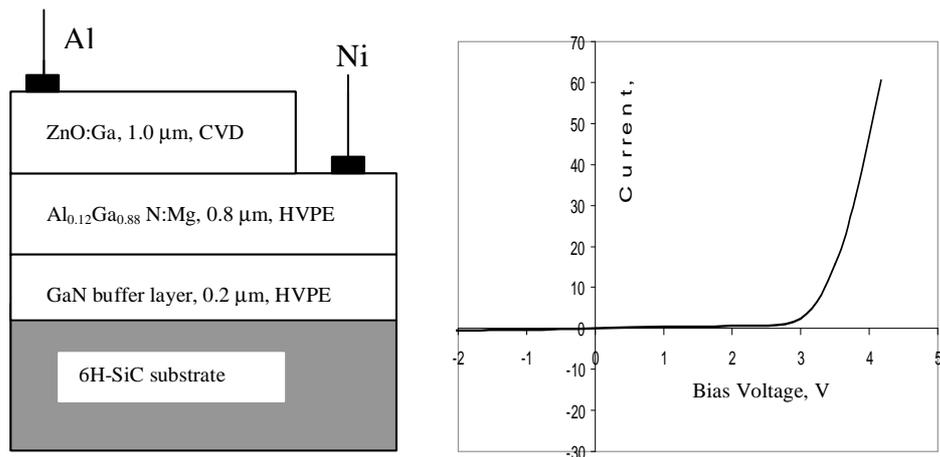


Рис. 1. Поперечный разрез гетероструктур  $n$ -ZnO/ $p$ -Al<sub>0.12</sub>Ga<sub>0.88</sub>N

Рис. 2. Вольт-амперная характеристика структур  $n$ -ZnO/ $p$ -Al<sub>0.12</sub>Ga<sub>0.88</sub>N

ВАХ гетероструктур имели выпрямляющие свойства с напряжением отсечки  $\sim 3.2$  эВ, близкой к величине запрещенной зоны ZnO (Рис.2). Для структур, включенных в прямом направлении, наблюдалась инжекционная УФ электролюминесценция с максимумом 389 нм, интенсивность которой слабо уменьшалась с температурой (Рис.3). Сравнение спектров ЭЛ, КЛ и вольт-амперных зависимостей позволяет сделать вывод, что излучение исходит в основном из области ZnO за счет излучательной аннигиляции экситонов и остается стабильным до температур 500К.

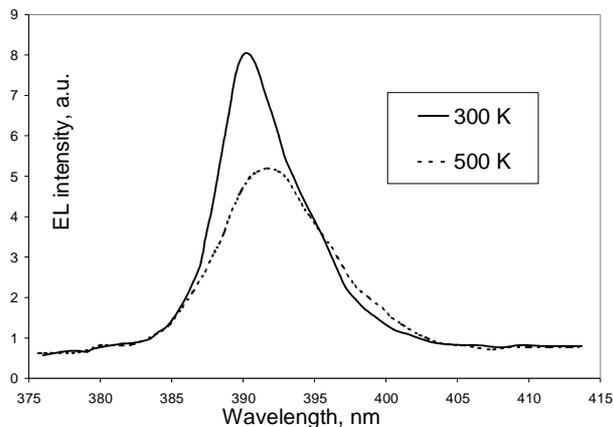


Рис. 3. Спектры электролюминесценции структур  $n$ -ZnO/ $p$ -Al<sub>0.12</sub>Ga<sub>0.88</sub>N, снятые при температурах 300 и 500 К.

# УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫЙ ИЗЛУЧАТЕЛЬ НА ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ $\text{AlGa}_x\text{N}$ С ЭЛЕКТРОННОЙ НАКАЧКОЙ

*П.И. Кузнецов*

Институт Радиотехники и Электроники РАН

*М.В. Зверков*

Федеральное Государственное предприятие “Полюс”

*И.Д. Родионов, А.Ф. Осипов, Д.В. Ильевский*

Научно-технический центр «Реагент», e-mail: [afosipov@gcnet.ru](mailto:afosipov@gcnet.ru)

Большое значение в настоящее время приобретает создание ультрафиолетовых излучателей на длину волны менее 300 нм с высокочастотной импульсной модуляцией. Для УФ излучателя с электронной накачкой используется гетероструктура, состоящая из слоёв твёрдых растворов  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  с содержанием AlN более 40%, расположенных между барьерными слоями AlN. Такая гетероструктура создаётся на сапфировой подложке методом газофазной эпитаксии из металло–органических соединений (MOCVD) на установке EPIQUIP VP-50-RD со скоростью роста  $0,5 \div 0,8$  ангстрем в секунду. Соответственно для получения гетероструктуры толщиной порядка 1,5 микрон требуется около 10 часов непрерывной работы.

Особенности гетерозэпитаксии нитридов с высоким содержанием Al потребовали провести модернизацию реакторного блока данной установки. В частности для уменьшения пористости и повышения прочности графитовых деталей при высокотемпературном (свыше 1000 K) режиме гетерозэпитаксии поверхность вращающегося в потоке водорода двухдюймового пьедестала была покрыта карбидом кремния. Кроме того, предотвращена возможность доступа в реакторный блок кислорода, который, имея высокую степень сродства с алюминием, образует при высокой температуре эпитаксии соединения, крайне отрицательно влияющие на излучательную способность гетероструктуры. Как показал опыт, по этой же причине не следует использовать в качестве подложки для эпитаксии окислы, в частности ZnO, хотя его кристаллическая структура имеет с  $\text{AlGa}_x\text{N}$  близкие параметры решёток. Как известно, рассогласование параметров решёток  $\text{AlGa}_x\text{N}$  и ZnO в десятки раз меньше, чем у  $\text{AlGa}_x\text{N}$  и сапфира.

Возможным прообразом импульсного УФ излучателя может служить лазер с продольной электронной накачкой. Такая схема накачки органично включает в себя гетероструктуру  $\text{AlGa}_x\text{N}$ , содержащую активную квантоворазмерную область и два многослойных брэгговских зеркала. Причём зеркало со стороны электронной накачки должно иметь больший коэффициент отражения ( $R_1$ ), чем зеркало со стороны подложки ( $R_2$ ). Объёмный характер возбуждения гетероструктуры электронным пучком предполагает зависимость глубины проникновения в неё электронов от их энергии. Это накладывает условие на толщины зеркал и активной области и, следовательно, определяет мощностные характеристики излучения..

Был проведён расчёт длины волны излучения в зависимости от процентного состава компонент твёрдого раствора  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  в потенциальных квантовых ямах активной гетероструктуры. Диапазон изменения состава задавался в интервале  $x = 0,2 \div 0,45$ , а толщины квантовых ям:  $0,5 \div 10$  нм. При решении одномерного уравнения Шрёдингера предполагалось, что разность электронного сродства в квантовых ямах и барьерах составляет:

$$V_0 = 0,83 \cdot \Delta E_g, \text{ где}$$

$\Delta E_g$  – разность ширины запрещённых зон квантовой ямы и барьерного слоя.

Ширина запрещённой зоны принималась:

$$E_g(x) = 3,41 \cdot (1-x) + 6,20 \cdot x - x \cdot (1-x).$$

При найденном значении энергии 1-го электронного уровня  $E_1$  определялась длина волны излучения, как:  $\lambda = 1,236 / (E_1 + E_g)$ .

В результате расчётов установлено также, что квантоворазмерные эффекты в гетероструктуре AlGaIn наблюдаются при толщине ямы менее 5 нм, и для получения, например длины волны излучения 280 нм, в качестве одного из вариантов можно выбрать состав квантовой ямы с  $x = 0,42$  и толщиной 3 нм.

Количество квантовых ям, необходимое для достижения порогового усиления, варьировалось от 2 до 40, причём, в пучностях стоячей волны резонатора располагалось по 2 ÷ 3 ямы. Общая длина резонатора может быть выбрана от одного  $\lambda$  до нескольких значений  $\lambda$  с учётом того, чтобы коэффициент усиления по длине резонатора падал не более, чем в 10 раз.

Каждое брэгговское зеркало состоит из  $m$  пар четвертьволновых слоёв  $Al_{0,45}Ga_{0,55}N / AlN$ . Расчёты показали, что для получения достаточно высокого коэффициента отражения  $R_1 = 95\%$ , требуется  $m = 20$  (для  $R_1 = 99\%$ , соответственно,  $m = 30$ ).

Расчёт коэффициента отражения  $R_2$  производится из условия:

$$(1 - R_2) > 10 \cdot (1 - R_1),$$

обеспечивающего преимущественный вывод излучения в одну сторону.

В различных вариантах конструкции активной области варьировались количество пучностей стоячей волны в гетероструктуре и число пар слоёв 1-го брэгговского зеркала таким образом, чтобы их общая толщина составляла 1,5 микрона. Это соответствует максимуму ионизационной кривой для энергии пучка электронов 15 кэВ. Для каждого варианта конструкции при соответствующем ей коэффициенте отражения  $R_2$  определялись пороговое усиление и дифференциальная эффективность излучения. По зависимости коэффициента оптического усиления от концентрации электронов в гетероструктуре определялся пороговый ток накачки. Расчёты показали, что при оптимальной конструкции гетероструктуры и токе накачки 1 мА максимальная мощность излучения составляет 0,6 Вт.

Дальнейшее повышение эффективности УФ излучения можно связывать с достижением на установке EPIQUIP более высокого кристаллического совершенства гетероэпитаксии. В настоящее время при используемых высоко чистых исходных металло-органических соединениях число дислокаций в гетероструктуре AlGaIn на сапфировой подложке составляет порядка  $10^9$  на  $1 \text{ см}^2$ . Для снижения количества дислокаций в качестве подложки с близкими к гетероструктуре AlGaIn параметрами кристаллической решётки представляет интерес использовать AlN в виде монокристалла или предварительно выращенного монослоя. Повышение скорости эпитаксиального роста свыше 1 ангстрема в секунду позволит увеличить толщину гетероструктуры и количество квантовых ям в её активной области. Контроль 'in-situ' в процессе эпитаксиального роста позволит с требуемой точностью обеспечить заданное местоположение квантовых ям, их равные толщины порядка 1 ÷ 3 нм с резкими границами, что также должно значительно повысить эффективность УФ излучателя с электронной накачкой.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВОЗДЕЙСТВИЯ РАДИАЦИИ НА ОПТИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРИСТАЛЛОВ $A_{III}B_V$

*В.С.Абрамов, И.В.Рыжиков, В.П.Сушков, А.Н.Туркин, А.В.Шишов, В.Н.Щербаков, Ф.И.Маняхин*

Исследовано воздействие нейтронного и гамма облучения на светодиоды из нитридов галлия-индия-алюминия ( $In_xGa_{1-x}N/Al_yGa_{1-y}N/GaN$ ) с зеленым и синим цветом свечения. Источником нейтронов с энергией 2,65 МэВ являлся горизонтальный канал реактора ИРТ-2000 (МИФИ) с устройством, позволяющим варьировать спектр нейтронов. Энергию измеряли активационным методом, а поток – с помощью серийных пороговых детекторов. В качестве источника гамма квантов с энергией 1,25 МэВ использовали кобальтовую пушку ОАО «Ангстрем» ГУ-2000.

Измерены вольт-амперные и люмен–амперные характеристики до облучения и после облучения потоками  $10^{11}$ ;  $10^{12}$ ;  $10^{13}$  н/см<sup>2</sup> и дозами  $10^5$  и  $10^6$  рад.

После облучения максимальным потоком и дозой у светодиодов с зеленым цветом свечения сила света снизилась в среднем в 2 раза. У светодиодов с синим цветом – практически не изменилась. Причиной высокой стойкости светодиодов на основе  $Al_xGa_{1-x}N/In_yGa_{1-y}N/GaN$ , по-видимому, является большая энергия связи атомов в этом соединении, повышенная степень разупорядочения кристаллической структуры (большая конфигурационная энтропия) и минимальная толщина активной области.

## ПОЛУЧЕНИЕ МЕТОДОМ МОС-ГИДРИДНОЙ ЭПИТАКСИИ КВАНТОВЫХ ЯМ $InGaN/GaN$ И ИССЛЕДОВАНИЕ ИХ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

*А.В. Неуважаев, Е.Н. Соснин, А.Ф. Иванов, А.А. Мармалюк\**

РФЯЦ-ВНИИТФ, Челябинская обл., г. Снежинск

\* ООО «Сигм плюс», 117342, Москва, ул.Введенского, 3

e-mail: neuv@snezhinsk.ru

Оптические характеристики квантовых ям  $InGaN/GaN$  зависят как от геометрии, так и от технологических условий их получения. Нами был проведен ряд экспериментов раскрывающих влияние параметров роста на фотолюминесцентные характеристики квантовых ям. Обнаружено, что увеличение температуры и уменьшение времени роста квантовой ямы одинаково приводят к сдвигу пика ФЛ в коротковолновую область спектра и увеличивают интенсивность. Увеличением температуры с 775 до 805°С получен сдвиг ФЛ пика в синюю область на 15 нм и увеличена интенсивность более чем в 2 раза. Уменьшение времени роста ямы с 70 до 25 сек привело к сдвигу ФЛ пика в синюю область на 50 нм, при этом интенсивность возросла почти в 6 раз. Найдено оптимальное время роста барьера – 360 сек, при котором интенсивность максимальна.

## АВАРИЙНО-СПАСАТЕЛЬНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАМПЫ

*Н.Н.Бакин, А.А.Вилисов, Т.И.Коханенко, Л.А.Тябаева.*

ОАО «Научно-исследовательский институт полупроводниковых приборов» ул.

Красноармейская, 99-а, 634034, Томск, Россия

Тел: (3822) 48-81-35, Ф: (3822) 55-50-89, e-mail: vilisovaa@mail.ru

Значительный прогресс в повышении эффективности светоизлучающих диодов позволяет использовать их в качестве эффективных и экономичных источников излучения в различных светосигнальных и осветительных системах, в том числе в аварийно-спасательных устройствах [1]. Безопасность на транспорте и ряде производств в существенной степени зависит от технического уровня светосигнальной аппаратуры, в первую очередь от её надёжности. Светодиоды - высокоэкономичные, долговечные источники света нового поколения.

Основной проблемой применения СД в светотехнике является малая величина светового потока единичных СД. При разработке светодиодов с увеличенным световым потоком использовались излучающие кристаллы на основе нитридов галлия, алюминия, индия. Разработаны конструкции многокристальных источников излучения, обеспечивающих эффективный теплоотвод при повышенных значениях потребляемой мощности.

В качестве световыводящего тела использовали линзы различной формы из эпоксидного компаунда. Изменяя форму линзы и её геометрические размеры (в сравнительно небольших пределах – до нескольких мм), формировали диаграмму направленности многокристальной матрицы до углов излучения от 25-30 до 8-12 градусов.

Для получения белых светодиодов использовали люминофор из алюмо-иттриевого граната, активированного Се. Для возбуждения люминофора нами были использованы кристаллы с длиной волны излучения в максимуме 459 нм.

Установлено, что с увеличением количества кристаллов в матрице эффективность светоотдачи уменьшается – эффективность матрицы меньше суммы эффективностей однокристалльных СД. Следует учесть, что кристаллы располагались на плоской поверхности держателя, т.е. не использовался отражатель. Кроме того, конечно, единичный кристалл всегда наилучшим образом согласован с оптической системой, так как он ближе к выполнению условий точечного источника.

Таблица 1

$\lambda_{max}$ , нм	Кол-во крист.	Ипр., мА	Упр. В	$I_v$ , кдл	$\alpha$ , град	Цвет излучения
505	4	80	3	30	11	Зеленовато-синий
470	5	100	3,8	15	11	Синий
630	4	80	1,9	22	11	Красновато-оранжевый
590	20	500	2	52	12	Желтовато-оранжевый
590	4	80	2	20	14	Желтовато-оранжевый
590	4	80	2	20	14	Желтовато-оранжевый
X=0,2 Y=0,3	4	80	3,6	20	11	Белый

Исходя из результатов экспериментов, последующее изготовление светодиодных источников зеленого, синего, красного и белого цветов излучения проводили в основном на

пяти или четырех кристаллах с эллипсоидально параболической линзой. Параметры этих источников приведены в таблице 1.

Эти светодиодные источники света могут быть использованы в различных осветительных устройствах.

Для концентрирования излучения от большого числа кристаллов (20) в небольшой угол излучения ( $11^\circ$ ) использовалась ступенчатая эллипсоидально параболическая линза с максимальным диаметром 40 мм. Такая светодиодная лампа обеспечивает высокую силу света (60-65 кд) при малом потреблении электрической энергии (до 1,5 Вт) и сроке службы - 100000 часов. Эта лампа предназначена для комплектов аварийного освещения производственных и технологических помещений, связанных с повышенной взрыво- и пожароопасностью.

Для замены стандартных ламп накаливания в светотехнических системах заградительных огней нами был разработан и изготовлен альтернативный источник света. Предлагается использовать многокристальный светодиодный источник красного света для установки непосредственно в конструктив заградительного огня без дополнительных затрат на переоборудование объектов новой светотехникой. Потребление электроэнергии такой лампы при силе света не менее 25 кд в угле  $180^\circ$  составляет 6 Вт, что в 10 раз меньше мощности, потребляемой лампой накаливания. Благодаря высокому сроку службы светодиодной лампы (приблизительно –10 лет) можно резко снизить расходы, связанные с необходимостью периодической замены ламп накаливания, что особенно актуально для объектов, на которых такие замены связаны с определёнными трудностями (высокие, труднодоступные, отдалённые объекты и др.). Светодиодные лампы чрезвычайно стойки к ударам, вибрациям, перепадам температуры, которые легко выводят из строя лампы накаливания.

Для комплектов аварийно-поисковых электроогней в спасательных жилетах с водоактивируемыми батареями нами была разработана и изготовлена светодиодная лампа, активным элементом которой является светодиод белого цвета свечения. Такая лампа обеспечивает силу света не менее 0,75 кд во всех направлениях верхней полусферы при потреблении электроэнергии не более 0,5 Вт. Эти лампы также имеют большой срок службы (до 100 тыс. час.) и высокую механическую прочность.

Прогнозы для развития полупроводниковой светотехники самые благоприятные. Ожидается значительное расширение сфер применения светодиодных источников света уже в ближайшие годы.

1. Коган Л.М. Светодиоды нового поколения для светосигнальных и осветительных приборов. Новости светотехники. Выпуск 7-8 под редакцией Ю.Б.Айзенберга /М.: Дом света, 2001.

## СВЕТОДИОДНЫЕ ИЗЛУЧАТЕЛИ В СИСТЕМЕ InGaN ДЛЯ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ГАЗОАНАЛИЗАТОРОВ ОКИСЛОВ АЗОТА

С.А. Колесников, Е.С Колесникова, e-mail: eec@chph.ras.ru.

Институт химической физики РАН, 117977 Москва, ул. Косыгина, 4

Л.М. Коган, e-mail Levkogan@mail.ru.

НПЦ оптико-электронных приборов ОПТЭЛ, 107082 Москва, ул. Бакунинская, 84

Ю.В. Писаревский, e-mail: eec@chph.ras.ru.

Институт кристаллографии РАН, 117333 Москва, Ленинский пр., 59

Корреляционный метод газового анализа является одним из наиболее оптимальных методов для измерения газов с квазипериодической структурой в спектре поглощения. В классических корреляционных приборах свет от широкополосного источника излучения фильтруется с помощью специального оптического фильтра, функция пропускания которого согласована со спектром поглощения измеряемого компонента.

Использование светодиодных излучателей вместо широкополосных источников в корреляционных приборах имеет следующие очевидные преимущества:

1. Больше ресурс работы.
2. Меньше энергопотребление.
3. При использовании светодиодного излучателя нет необходимости в дорогостоящем полосовом фильтре для выделения нужного спектрального диапазона.

Основная проблема заключается в подборе светодиода, спектральный диапазон излучения которого совпадает с областью характерных линий поглощения газовой компоненты. В настоящем докладе приводятся результаты использования светодиодов InGaN с пиковой длиной волны  $\lambda_p \approx 440$  нм и шириной  $\Delta\lambda_{0,5} \approx 25$  нм для измерения молекул NO<sub>2</sub>, которые имеют характерный квазипериодический спектр поглощения в данном спектральном диапазоне.

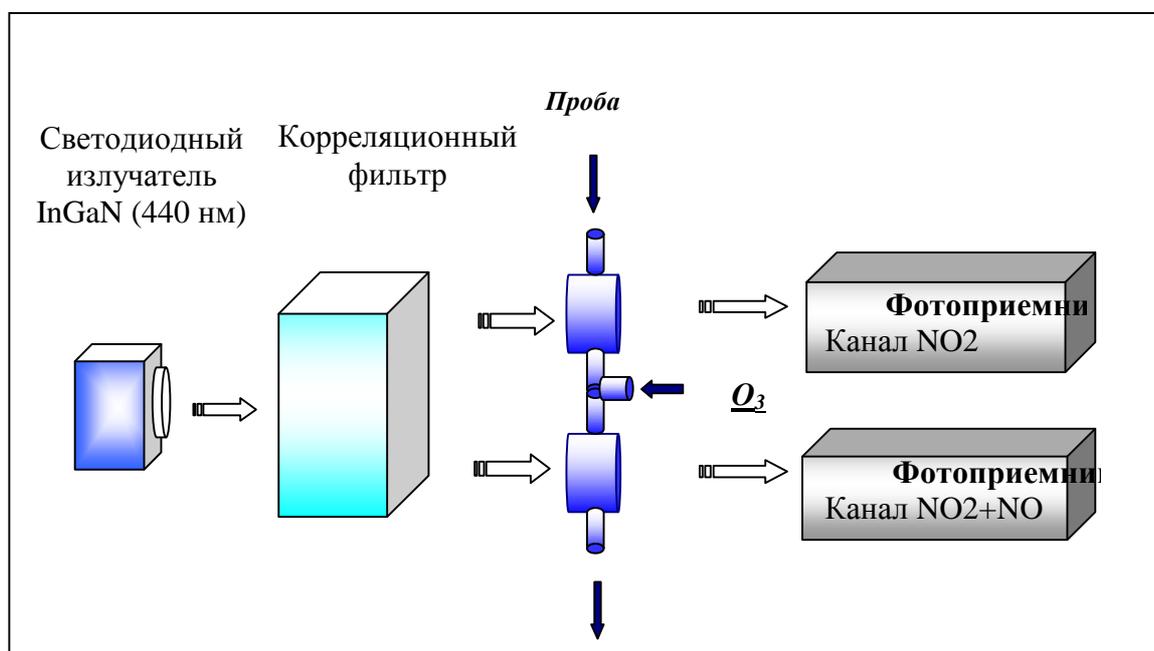
Светодиодный излучатель InGaN вместо галогенных ламп впервые нами был использован в 2002 г. при разработке корреляционного газоанализатора NO<sub>2</sub> для автоматизированных станций контроля атмосферного воздуха. При создании прибора был применен оригинальный корреляционный фильтр на основе фильтра Вуда [1] с электронным управлением, что позволило достичь очень высокой чувствительности, близкой к квантовому пределу оптических измерений. Разработанный автоматический газоанализатор NO<sub>2</sub> со светодиодным излучателем имеет следующие отличительные особенности: линейный диапазон измерений от 0,010 до 100 млн<sup>-1</sup>; нечувствительность к неизмеряемым компонентам; большой срок непрерывной работы без обслуживания; простота в эксплуатации и высокая надежность; малое энергопотребление; стоимость существенно ниже существующих аналогов. В настоящее время несколько таких приборов используются для мониторинга атмосферы в г.г. Уфа и Стерлитамак и в качестве образцового средства измерений в ФГУП «ВНИИМ им. Д.И. Менделеева».

Продолжением этой работы стало создание корреляционного двухкомпонентного газоанализатора NO<sub>2</sub> / NO для измерений в отходящих газах двигателя. Актуальность этой разработки связана с отсутствием на мировом рынке газоанализаторов окислов азота, в которых бы сочетались высокая точность и селективность измерений с простотой, надежностью и невысокой стоимостью прибора.

Корреляционный газоанализатор NO<sub>2</sub> / NO является модификацией корреляционного газоанализатора NO<sub>2</sub> с дополнительным озоновым конвертором NO→NO<sub>2</sub>. На **Рис.1** дана

схема прибора, в котором в качестве источника излучения служит светодиодный излучатель У-267СФ -  $\lambda_p \approx 440$  нм,  $\Delta\lambda_{0,5} \approx 25$  нм (НПЦ ОПТЭЛ, Россия).

Неполяризованное излучение светодиода после прохождения оптического корреляционного фильтра на основе фильтра Вуда превращается в два плоско поляризованных луча с одинаковыми спектральными характеристиками. Один из лучей проходит через измерительную  $\text{NO}_2$  кювету ( $L=1\text{см}$ ) с прокачиваемой пробой газа и затем попадает на фотоприемник. Электронная обработка постоянного и переменного сигналов фотоприемника позволяет определить глубину модуляции светового потока, величина которой пропорциональна концентрации  $\text{NO}_2$  в кювете. Другой луч проходит через измерительную  $\text{NO}_2 + \text{NO}$  кювету ( $L=1\text{см}$ ), в которой к пробе подмешивается небольшое количество озона. Если в пробе находятся молекулы  $\text{NO}$ , то они практически мгновенно взаимодействуют с озоном, превращаясь в молекулы  $\text{NO}_2$  (взаимодействием  $\text{NO}_2$  с озоном можно пренебречь). Таким образом, сигнал второго фотоприемника отражает суммарную концентрацию  $\text{NO}_2 + \text{NO}$  в анализируемой пробе (обычно эту сумму обозначают  $\text{NO}_x$ ). Концентрация  $\text{NO}$  определяется как разность  $\text{NO}_x$  и  $\text{NO}_2$ .



**Рис. 1** Схема корреляционного газоанализатора  $\text{NO}_2 / \text{NO}$ .

Опытный экземпляр корреляционного газоанализатора  $\text{NO}_2 / \text{NO}$  прошел метрологические испытания в ФГУП «ВНИИМ им. Д.И. Менделеева». Установлено, что газоанализатор соответствует требованиям ГОСТ Р 50759-95 «Анализаторы газов для контроля промышленных и транспортных выбросов» и ГОСТ 13320-81 «Газоанализаторы промышленные автоматические». По классу точности корреляционный газоанализатор  $\text{NO}_2 / \text{NO}$  не уступает хемилюминесцентным приборам, но его стоимость при серийном изготовлении значительно ниже. В настоящее время прибор эксплуатируется в московском автодорожном институте (МАДИ).

Патент РФ № 2150104 «Устройство для корреляционно-оптического измерения концентрации газов».

# ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В ОСВЕТИТЕЛЬНЫХ УСТРОЙСТВАХ МИКРОСКОПОВ СВЕТОДИОДОВ

*Волкова М.А., Натаровский С.Н.*

Открытое Акционерное Общество "ЛОМО", г. Санкт-Петербург

*Коган Л.М.*

НПЦ оптико-электронных приборов "ОПТЭЛ" г. Москва

*Папченко Б.П.*

ООО "ПРОМСЕРВИС", г. Санкт-Петербург

В современных моделях микроскопов используются практически все виды источников света (ИС) – лампы накаливания (ЛН), люминесцентные лампы (ЛЛ), дуговые лампы – ксеноновые и ртутные, а в лазерных интерференционных и сканирующих микроскопах (LSM) – лазеры (в том числе полупроводниковые лазерные диоды). К полупроводниковым источникам света относятся и светодиоды (СД), которые в настоящее время находят широкое применение в различного рода системах отображения информации (СОИ) – для электронных табло, экранов высокой яркости уличного применения, в системах подсветки архитектурных объектов, светофорах, фарах и пр. Это применение связано с их высокой яркостью – более  $10^7$  [нт], что объясняется их высокой светоотдачей  $V = 10 \div 100$  [лм/Вт] [1]. Известно [2], что лампы типа ДРШ имеют  $V \approx 60 \div 70$  [лм/Вт], а галогенные лампы, например, КГМ12–100 имеют  $V = 29$  [лм/Вт], СД белого света, имеющиеся на рынке, имеют  $V = 25$  [лм/Вт] и выше и это делает перспективным их использование в визуальных системах, например в микроскопах.

Другим важным свойством белых СД, помимо того, что спектр их излучения сплошной, является их высокая цветовая температура, достигающая  $9000^\circ\text{C}$ . Напомним, что для глаза существует понятие яркостной чувствительности и ее максимум приходится на зеленую область спектра. Также для глаза существует понятие контрастной чувствительности, максимум которой приходится уже на синюю область спектра, т.е. мелкая структура будет лучше видна при освещении излучением с преобладанием коротковолновой спектральной составляющей [4], что имеет место для СД белого свечения. В Табл.1 приведены типичные характеристики отечественных СД фирмы "ОПТЭЛ" [1].

**Табл.1**

Тип СД	Входные электрические параметры			Светотехнические параметры			Угол излучени $2\Theta_{0,5}$ [град]	Координаты цвета	
	I [мкА]	U [В]	P [Вт]	Φ [лм]	J [кд]	V [лм/Вт]		x	y
У-337Бл	700	$\leq 7$	5	70	55	14	$50 \pm 10$	-	-
У-334Бл	350	4	1,25	20	40	16	$22 \pm 5$	-	-
У-164Бл	30	4	0,11	3	35	25	$8 \pm 2$	0,335	0,315
У-98Бф	30	2,5	0,07	-	15	-	$25 \pm 5$	0,699	0,301
У-164И	30	4	0,11	-	10	-	$4 \pm 1$	0,193	0,678
У-164С	30	4	0,11	-	3	-	$4 \pm 1$	0,137	0,051

Нами были сняты спектральные характеристики СД фирмы "ОПТЭЛ" и вычислены координаты цвета (x,y) для указанных СД, причем для белого СД координаты цвета вычислялись дважды с учетом и без действия светофильтра ЖС-12.

Как и для любого источника света, для СД важны размер и форма светящегося тела (СТ). Для цветных светодиодов оно имеет форму светящегося кристалла в виде

прямоугольника или квадрата и размеры  $0,3 \div 1$  мм. У СД белого свечения СТ определяется формой слоя люминофора накладываемого поверх возбуждающего кристалла, заполняющего корпус, выполненный в виде конуса кругового сечения, размер которого может достигать до  $4 \div 5$  мм. Собственно СД может состоять только из СТ – светящегося кристалла, однако, обычно кристалл дополняется оптическим элементом (колпаком), позволяющим сформировать пучок СД с требуемой апертурой.

В пучке СД можно выделить три зоны. Первая зона определяется лучами, преломляющимися на рабочей части поверхности, выходящими из СД и дающими рабочий пучок лучей. Вторая зона определяется лучами, преломляющимися на нерабочей части и выходящими под большими углами с осью колпака СД. Будем считать, что это нерабочая часть излучения. И третья зона определяется лучами, претерпевающими полное внутреннее отражение на поверхности колпака. Она лежит между первыми двумя зонами и определяет часть излучения СД, которую чаще всего можно считать "потерянной".

Обратим внимание на то, что СТ находится в среде с показателем преломления, отличным от единицы. Последнее обстоятельство имеет важное значение при построении ОУ микроскопа, т.к. появляется возможность реализации иммерсионного коллектора. При работе коллектора необходимыми данными являются его линейное увеличение, длина  $L$  и передняя или задняя апертуры. Рекомендуется значение  $L \geq 200$  мм, что позволяет уменьшить тепловое воздействие ИС на объект. При использовании белых СД тепловое воздействие на объект практически исключается, поэтому значение  $L$  будет определяться из геометро-оптических соображений и общая длина ОУ, включая коллектор и конденсор, не будет превышать 150 мм.

Опыт работы со светодиодными источниками света на микроскопах различного типа подтверждает их высокую надежность, стабильность световых характеристик и удобства в эксплуатации.

1. Л.М. Коган. Светодиоды нового поколения для светосигнальных и осветительных приборов. Выпуск 7-8(34-35). М.:2001.

# ШЕСТИКОМПОНЕНТНЫЕ ТВЕРДЫЕ РАСТВОРЫ $\text{In}_x\text{Ga}_y\text{Al}_{1-x-y}\text{N}_u\text{As}_v\text{P}_{1-u-v}$ ДЛЯ ИСТОЧНИКОВ БЕЛОГО СВЕТА

*В.Г. Вербицкий, С.В. Осинский*

*НИИ Микроприборов,*

*ул. Северо–Сырецкая, 3, Киев 04136, Украина*

*А. В. Сариков*

*Институт физики полупроводников им. В. Лашкарева НАН Украины  
проспект Науки, 45, Киев 03028, Украина*

Одной из ключевых задач современной опто– и микроэлектроники является создание полупроводниковых источников белого света, излучающих в диапазоне энергий 1.5–3 эВ. Такие источники могут быть созданы путем последовательного осаждения слоев, значения ширины запрещенной зоны которых изменяются с некоторым шагом. При этом важным моментом является близость постоянных решеток соседних слоев во избежание формирования на интерфейсах дислокаций несоответствия.

Перспективными для создания полупроводниковых источников видимого света являются шестикомпонентные твердые растворы  $\text{In}_x\text{Ga}_y\text{Al}_{1-x-y}\text{N}_u\text{As}_v\text{P}_{1-u-v}$ , ширина запрещенной зоны которых может изменяться в зависимости от состава от 0.36 (InAs) до 6 эВ (AlN). Исходя из этого, целью настоящей работы является расчет последовательностей шестикомпонентных твердых растворов  $\text{In}_x\text{Ga}_y\text{Al}_{1-x-y}\text{N}_u\text{As}_v\text{P}_{1-u-v}$ , значения ширины запрещенной зоны которых перекрывают диапазон видимого излучения (1.5–3 эВ), с малым рассогласованием решеток соседних слоев, а также условий формирования данных последовательностей при использовании ионных технологий смешения многокомпонентных твердых растворов [1].

Расчет значений ширины запрещенной зоны шестикомпонентных твердых растворов, а также значений их постоянных решетки производился согласно модели Вегарда. В базу данных заносились последовательности твердых растворов, относительная разница значений постоянных решетки соседних слоев для которых не превышала наперед заданной величины. Дополнительно исключались последовательности, в которых хотя бы одно тройное соединение в слое было непрямоугольным. Если тройное соединение  $\text{A}_z\text{B}_{1-z}\text{C}$  прямоугольно при  $z < z_0$ , а индексы компонентов А и В в шестикомпонентном твердом растворе  $x$  и  $y$ , то последний (и последовательность, в которую он входит) включался в базу данных при

$$\frac{x}{x+y} < z_0.$$

Следующим этапом настоящей работы был расчет температур реализуемости шестикомпонентных твердых растворов рассчитанных составов. Было принято, что соединения всех элементов, кроме азота, неограниченно растворяются друг в друге, чему способствует компьютерное управление частичной или полной ионизацией набегающих потоков всех пяти компонентов [1]. Температурные зависимости предела растворимости азота в бинарных соединениях находились по формулам  $n^i = n_0^i \cdot \exp(-E_a^i/kT)$ , полученным аппроксимацией данных работы [2] (рис. 1), где индекс  $i$  отвечает бинарным соединениям, входящим в шестикомпонентный твердый раствор.

Для того чтобы сформировать твердый раствор состава  $\text{In}_x\text{Ga}_y\text{Al}_{1-x-y}\text{N}_u\text{As}_v\text{P}_{1-u-v}$ , необходимо растворить относительную концентрацию  $u$  азота в пятикомпонентном соединении  $\text{In}_x\text{Ga}_y\text{Al}_{1-x-y}\text{As}_v\text{P}_{1-v}$ , где  $v'$  определяется из условия равенства отношений количеств мышьяка и фосфора в пяти– и шестикомпонентном твердых растворах:

$$\frac{v'}{1-v'} = \frac{v}{1-u-v}.$$

Наименьшее значение температуры, при которой возможно такое растворение, определяется из решения уравнения:

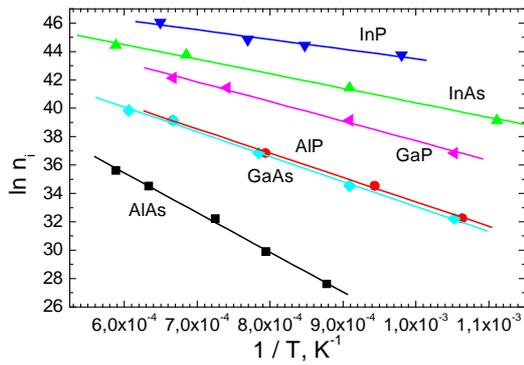


Рис. 1. Температурные зависимости пределов растворимости азота в бинарных соединениях: точки – данные работы [2] прямые –

растворов проанализирована ионная технология. Ионные технологии осаждения слоев полупроводниковых твердых растворов позволяют путем передачи энергии падающих ионов кристаллу повысить эффективную температуру в месте внедрения иона и, тем самым, расширить диапазон взаимной растворимости бинарных соединений. Расчет энергии ионов для получения локальной температуры, вычисленной согласно описанной методики, производился согласно модели работы [3]. Следуя выкладкам данной работы, для энергии ионов выведена формула:

$$E = \frac{2^{15} \pi^6 \lambda^6}{c^2 \rho^2 \alpha^4} (T - T_0)^4$$

где  $\lambda$ ,  $c$  и  $\rho$  – соответственно теплопроводность, теплоемкость и плотность,  $T_0$  – начальная температура пятикомпонентного сплава,  $\alpha$  представляет собой следующее выражение:

$$\alpha = \sum_i \left( \frac{\alpha^i}{\sqrt{m^i}} \right)^{3/2}$$

где  $\alpha^i$  и  $m^i$  – сила торможения и масса  $i$ -го иона [3].

Таким образом, предложена модель расчета технологических параметров осаждения шестикомпонентных твердых растворов  $\text{In}_x\text{Ga}_y\text{Al}_{1-x-y}\text{N}_u\text{As}_v\text{P}_{1-u-v}$  для компьютерного управления формированием светоизлучающих структур белого света.

1. В. И. Осинский, В. Г. Вербицкий, Оптоелектронні інформаційно–енергетичні технології № 1, 169 (2001).
2. I-hsiu Ho, G. B. Stringfellow, J. Cryst. Growth **178**, 1 (1997).
3. В. Г. Вербицкий Ионные нанотехнологии в электронике, (Киев, МП “Леся”, 2002).

$$\frac{1}{N} \sum_i \beta_i n^i = u$$

где  $N$  и  $\beta_i$  – общая концентрация атомов в пятикомпонентном твердом растворе и относительные концентрации бинарных соединений  $i$  ( $i = \text{InAs}, \text{InP}, \text{GaAs}, \text{GaP}, \text{AlAs}, \text{AlP}$ ).

Таким образом, дополнительно производился отбор шестикомпонентных твердых растворов, в которых при некоторой температуре возможно вхождение азота в нужной концентрации.

В качестве экспериментального метода получения шестикомпонентных твердых

растворов проанализирована ионная технология.

Ионные технологии осаждения слоев полупроводниковых твердых растворов позволяют путем передачи энергии падающих ионов кристаллу повысить эффективную температуру в месте внедрения иона и, тем самым, расширить диапазон взаимной растворимости бинарных соединений. Расчет энергии ионов для получения локальной температуры, вычисленной согласно описанной методики, производился согласно модели работы [3]. Следуя выкладкам данной работы, для энергии ионов выведена формула:

$$E = \frac{2^{15} \pi^6 \lambda^6}{c^2 \rho^2 \alpha^4} (T - T_0)^4$$

где  $\lambda$ ,  $c$  и  $\rho$  – соответственно теплопроводность, теплоемкость и плотность,  $T_0$  – начальная температура пятикомпонентного сплава,  $\alpha$  представляет собой следующее выражение:

$$\alpha = \sum_i \left( \frac{\alpha^i}{\sqrt{m^i}} \right)^{3/2}$$

где  $\alpha^i$  и  $m^i$  – сила торможения и масса  $i$ -го иона [3].

Таким образом, предложена модель расчета технологических параметров осаждения шестикомпонентных твердых растворов  $\text{In}_x\text{Ga}_y\text{Al}_{1-x-y}\text{N}_u\text{As}_v\text{P}_{1-u-v}$  для компьютерного управления формированием светоизлучающих структур белого света.

1. В. И. Осинский, В. Г. Вербицкий, Оптоелектронні інформаційно–енергетичні технології № 1, 169 (2001).
2. I-hsiu Ho, G. B. Stringfellow, J. Cryst. Growth **178**, 1 (1997).
3. В. Г. Вербицкий Ионные нанотехнологии в электронике, (Киев, МП “Леся”, 2002).

## АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ ВЫВОДА ИЗЛУЧЕНИЯ В AlGaInN СВЕТОДИОДНЫХ КРИСТАЛЛАХ, ПРЕДНАЗНАЧЕННЫХ ДЛЯ FLIP-CHIP МОНТАЖА

*В. А. Забелин, Д. А. Закгейм, С. А. Гуревич*

Физико-Технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург  
\*vasya@quantum.ioffe.ru

Светодиоды на основе AlGaInN стали коммерчески доступны в последние годы и широко применяются для различных целей. Одним из наиболее перспективных направлений является создание источников белого света на основе синих или ультрафиолетовых светодиодов с люминофорным покрытием [1]. Основными требованиями к прибору при этом становятся большая мощность и высокая эффективность генерации и вывода излучения.

В представленной работе описывается трехмерная модель распространения излучения в светодиодном кристалле, учитывающая поляризационно-зависимое отражение и преломление света на внутренних и внешних границах раздела, взаимодействие излучения с металлическими контактами, поглощение света в различных областях кристалла, а также рассеяние света на шероховатых поверхностях [2,3]. С помощью этой модели были исследованы эффективность вывода света из кристалла и трехмерные диаграммы направленности излучения для светодиодов с полупрозрачными и отражающими контактами, с разными размерами и формой кристалла, с гладкими или шероховатыми гранями [2,3].

В настоящее время наиболее перспективной конструкцией мощного светодиода является так называемый “flip-chip” кристалл с отражающим р-контактом, в котором вывод света осуществляется через прозрачную сапфировую подложку. В целях дальнейшего повышения эффективности предлагается применение методики удаления сапфировой подложки (“lift-off” технология) для модификации освобождающейся поверхности слоя GaN [4]. В работе представлен анализ зависимости эффективности таких светодиодов от геометрических параметров кристалла и свойств внешних граней. Также обсуждается вопрос выбора оптимального дизайна чипа. В приведенных расчетах светодиодный кристалл предполагается находящимися в эпоксидном компаунде.

На рис.1 представлены зависимости эффективности вывода излучения от латерального размера кристалла для “flip-chip” кристалла и кристалла с удаленной подложкой. Варьируемым параметром также являлся угол наклона стенки мезы в нитридном слое. Создание наклонных стенок мезы меняет условия распространения мод, испытывающих полное внутреннее отражение, что изменяет эффективность вывода света из кристалла. Необходимо отметить, что эффект от наличия наклонных стенок различен для чипов на подложке и без нее. Для чипа с подложкой наклонные стенки мезы стимулируют вывод света распространяющегося в плоскости GaN слоя в подложку, откуда он без заметных потерь выводится в эпоксидную оболочку. В случае чипа с удаленной подложкой наклонные стенки мезы отражают свет на р-контакт, что приводит к дополнительному поглощению и уменьшению эффективности прибора. Наличие прозрачной подложки с показателем преломления, промежуточным между показателями GaN и эпоксидной оболочкой, улучшает вывод света из поглощающего слоя GaN, что способствует увеличению эффективности светодиода. При увеличении размера чипа эффективность падает, что связано с увеличением длины прохода света в поглощающем слое GaN и возрастанием роли взаимодействия излучения с металлическими контактами. Однако для изготовления мощных источников белого света требуется светодиоды с большой излучающей площадью и низким электрическим сопротивлением. Таким образом, увеличение эффективности вывода света из кристаллов большой площади является наиболее актуальной задачей.

Одним из методов повышения эффективности работы светодиодов на основе AlGaAs является создание с помощью химического травления рельефа на внешних гранях кристалла,

диффузно рассеивающего свет (матирование) [5]. Изменение направления распространения света в результате рассеяния позволяет части излучения избежать условий полного внутреннего отражения, что приводит к существенному повышению эффективности вывода света. Применение аналогичных методик для светодиодов на основе AlGaInN встречается с рядом трудностей, связанных, в первую очередь, с тем, что отсутствуют большие открытые поверхности нитрида, пригодные для матирования, и отсутствует эффективная технология травления Ga-стабилизированной поверхности. Для “flip-chip” кристалла перспективным представляется создание рассеивающего р-контакта, занимающего большую часть поверхности нитридного слоя. При удалении подложки возможно создание рассеивающей N-стабилизированной поверхности [4]. На рис.2 представлены зависимости эффективности светодиода от степени рассеяния света на описанных выше поверхностях. В качестве параметра степени рассеяния выступает полуширина диаграммы направленности рассеянного света, используемая в применяемой феноменологической модели рассеяния [3]. Расчеты показывают, что увеличение степени рассеяния света приводит к улучшению эффективности светодиода и позволяет достичь высокой эффективности, практически не зависящей от размера кристалла. Формирование рассеивающей поверхности р-контакта представляется наилучшим вариантом повышения эффективности вывода света из кристалла, однако, оно встречается с рядом технологических трудностей. Проведенные расчеты показывают, что создание рельефа на свободной поверхности чипа с удаленной подложкой также позволяет существенно повысить эффективность светодиода, что подтверждается экспериментальными данными [4].

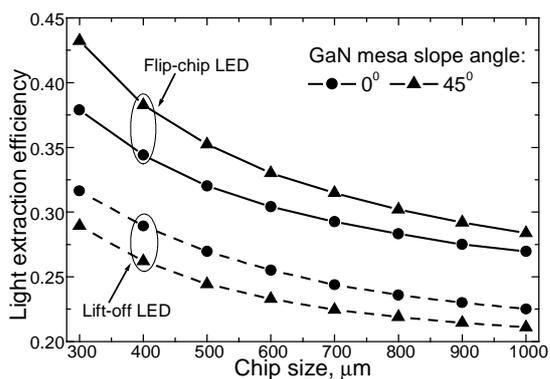


Рис. 1. Влияние размера и формы чипа на эффективность вывода света.

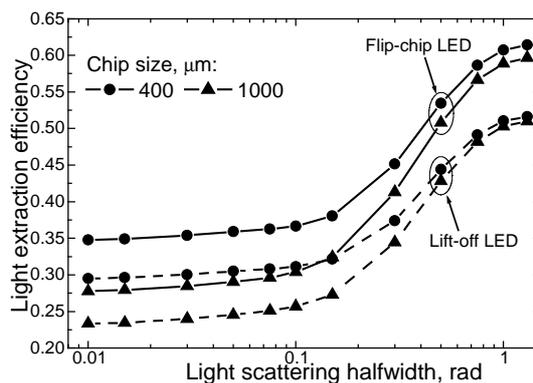


Рис. 2. Влияние диффузного рассеяния света на эффективность светодиода.

- [1] D. Steigerwald, J. Bhat, *et al.* IEEE J. Select. Topics Quantum Electron., v. 8 (2), p. 310, (2002).  
 [2] В.А. Забелин, С.А. Гуревич, Proc. “Нитриды галлия индия и алюминия – структуры и приборы” Санкт-Петербург, 2003, p. 123.  
 [3] V.A. Zabelin, D.A. Zakheim and S.A. Gurevich “Efficiency improvement of AlGaInN LEDs advanced by ray-tracing analysis”. To be published in IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.  
 [4] T. Fujii, Y. Gao, *et al.* Appl. Phys. Lett. v. 84 (6), p. 855, (2004).  
 [5] R. Windisch, C. Rooman, *et al.* IEEE J. Select. Topics Quantum Electron., v. 8 (2), p. 248, (2002).

## ЭНЕРГОСБЕРЕГАЮЩЕЕ ОСВЕЩЕНИЕ НА ОСНОВЕ СВЕТОДИОДНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

*Е.В. Долин*

ООО «Корвет-Лайтс», Москва.

Рассмотрены проблемы создания систем энергосберегающего освещения на основе светодиодных технологий путем создания конкурентно способных светотехнических приборов на основе светодиодов. Системы должны повысить эффективность осветительных установок и снизить затраты на освещение. Необходимо совершенствовать технологическую базу производства и обеспечить рост наукоемких товаров и услуг. Нужны новые организационные формы, объединяющие исследователей, разработчиков и производителей, маркетологов и инвесторов. В России отсутствует сквозная цепь производителей комплектующих и материалов: от эпитаксиальных структур и светодиодов до конечного продукта – световых приборов. Проблемы необходимо решать в рамках государственных и региональных программ.

### ОСВЕТИТЕЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ НА ОСНОВЕ СВЕТОДИОДНЫХ МАТРИЦ

*В.С.Абрамов, П.П.Аникин, А.А.Иванов, М.В.Рыжков, А.Н.Туркин, А.В.Шишов, Н.В.Щербаков, В.Н.Щербаков Н.П.Социн, В.П.Сушков*

Разработана конструкция 16-ти элементных матриц белого цвета свечения. С повышенной силой света, достаточной для использования в осветителях, устанавливаемых в туннелях. Типичное значение силы света матрицы составляет 25 кд при токе 640 мА и напряжении 3,7 В. Диаграмма направленности в двух перпендикулярных направлениях составляет  $110^0 \times 50^0$ . Типичное значение светового потока составляет 40 люмен. Отличительной особенностью конструкции матриц является использование тонких стеклотекстолитовых оснований с двусторонней металлизацией, обеспечивающее величину теплового сопротивления в контуре р-п переход – окружающая среда  $7,5^0\text{C}/\text{Вт}$  при охлаждении свободной конвекцией воздуха. Изготовлены опытные образцы матриц на алюминиевом основании с тепловым сопротивлением  $5^0\text{C}/\text{Вт}$ .

### ТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА МОЩНЫХ AlInGaN И AlGaInP ДИСКРЕТНЫХ СВЕТОДИОДОВ И МАТРИЦ

*В.С. Абрамов, В.П. Сушков, А.Н. Туркин, А.В. Шишов, Н.В. Щербаков*

Исследованы тепловые свойства зелёных и синих AlInGaN дискретных светодиодов, красных и жёлтых AlGaInP дискретных светодиодов, а также белых 16-элементных матриц на основе синих AlInGaN кристаллов, покрытых люминофором. Были измерены тепловые сопротивления светодиодов и матриц, имеющих различные конструкции «встроенных радиаторов». Измерения были выполнены при температуре окружающей среды  $25^0\text{C}$ , тепло отводилось свободной конвекцией воздуха без использования каких-либо внешних радиаторов.

Использованы два метода измерения тепловых сопротивлений. Первый метод основан на измерении зависимости прямого напряжения светодиода от температуры, второй метод основан на измерении температурной зависимости длины волны в максимуме спектра излучения приборов. При этом комбинация этих двух методов даёт возможность измерить тепловые сопротивления кристаллов.

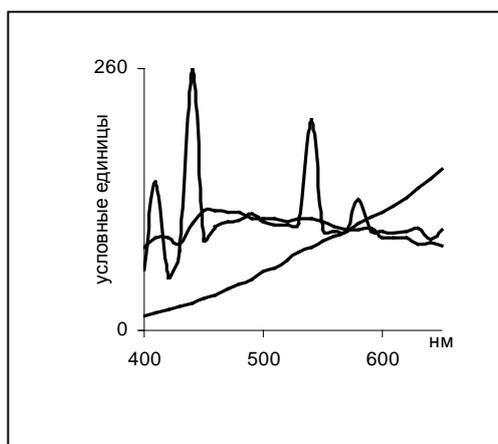
## СВЕТОГИГИЕНИЧЕСКИЕ ТРЕБОВАНИЯ К СПЕКТРАЛЬНОМУ РАСПРЕДЕЛЕНИЮ ИЗЛУЧЕНИЯ СВЕТОДИОДНЫХ ИСТОЧНИКОВ ОСВЕЩЕНИЯ.

*\*Зак П. П., Трофимова Н.Н., Островский М. А.*

Институт биохимической физики РАН, Москва, 119991, ул. Косыгина 4  
pavelzak@sky.chph.ras.ru

Зрительная система человека эволюционно сформирована и адаптирована к естественному дневному свету. Спектральное распределение энергии (СРЭ) дневного освещения имеет достаточно равномерный характер. В то же время существующие искусственные источники освещения имеют совершенно другой характер СРЭ. На рис. приведены СРЭ для стандартизованного дневного света D65 (средняя гладкая кривая), для люминесцентной офисной лампы (средняя ломанная кривая) и лампы накаливания (нижняя кривая).

Люминесцентные лампы, как следует из графика, имеют выбросы излучения в синей области. Это заметно ухудшает оптическое качество изображения на дне глаза за счет эффектов светорассеяния и хроматической аберрации. Вследствие этого, при люминесцентном освещении, зрительная работоспособность по различению мелких предметов и точности определения цветовых оттенков оказывается существенно заниженной. В целом, по характеру СРЭ,



для

действующие источники освещения являются некачественными суррогатами по сравнению с солнечным освещением. Характер СРЭ существующих искусственных источников освещения ограничен их физической природой. Предполагаемое создание искусственных источников освещения на основе 3-х цветных светодиодов открывает широкие возможности по формированию СРЭ оптимальных для различных видов профессиональной и повседневной деятельности. Как правило, для выполнения какой-либо конкретной зрительной задачи существует свое оптимальное СРЭ освещения. Например при зрительной оценке качества пищевых продуктов отбор производится по цветовым оттенкам. Отбор по цвету подразумевает либо равномерное СРЭ источника излучения, либо СРЭ с селективной спектральной полосой, подчеркивающей цвет заданного предмета. Задачи, связанные с остротой зрения при различении мелких предметов и контуров изображения требуют узкополосного СРЭ в пределах спектральной чувствительности центрального зрения (диапазон 500нм – 600нм). В целом, существует широкий спектр практических задач, требующих оптимального подбора СРЭ источника освещения. Представляется очевидным, что именно использование 3-х цветных светодиодов открывают путь к созданию источников света с оптимальным и регулируемым СРЭ.

## СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ФОТОРАДИОМЕТРИИ СВЕТОДИОДОВ

*Л.С.Ловинский*

ВНИИ Оптико-Физических измерений.

[vniofi@vniofi.ru](mailto:vniofi@vniofi.ru)

Развитие методов и средств измерений оптических характеристик светодиодов существенно отстает от результатов их исследований и промышленного освоения. Эта тенденция проявляется как на мировом уровне, так и в России.

Рекомендации международной комиссии по освещению (МКО) в области измерения светодиодов [1] не обеспечивают ни корректной оценки характеристик точности измерений [2], ни разумного определения всей совокупности измеряемых величин и условий их измерений [3], связанных с особенностями светодиодных характеристик [4]. Следствием этого является то, что среди достаточно большой номенклатуры выпускаемых в мире средств измерений оптического излучения, только малая их часть адаптирована к измерению светодиодов, но даже такая адаптация является далеко не оптимальной.

Это относится к степени спектральной коррекции и пространственной анизотропии фоторадиометров [5], температурной и долговременной стабилизации оптических характеристик [6,7], корректной оценке ошибок измерений [8] и т.д.

К сожалению, в России все эти негативные явления присутствуют в гораздо большей степени. Это связано с развалом Государственной системы метрологического обеспечения светодиодных измерений, с недостаточной квалификацией фотометристов в области специфики светодиодных измерений, с наличием полностью устаревшего со времен СССР парка средств светодиодных измерений, с низкими технико-метрологическими запросами потребителей и их финансовыми возможностями.

Поэтому разработанные автором в последние годы новые методы и средства измерений оптических характеристик светодиодов [9], к сожалению, имеют в России низкую востребованность, хотя их характеристики (кроме дизайна и эргономики) превышают зарубежные, а цена во много раз меньше.

В настоящее время автором разработаны средства измерений, основанные на стабилизированных светодиодных излучателях и пространственно-изотропных фоторадиометрах, позволяющие измерять любую величину оптического излучения (яркость, освещенность, облученность, силу света (излучения), световой (лучистый) поток) в корректных условиях с размером светодиодных корпусов до 30 мм в спектральном диапазоне 0,3-1,6 мкм.

Автору неизвестны зарубежные измерители светодиодного излучения в диапазоне 0,3-0,4 мкм.

Также необходимо отметить, что некоторые специфические свойства нитридных светодиодов, такие как высокая температура активной области, особая зависимость оптических и электрических характеристик от уровня инжекции и окружающей температуры и др., приводят к необходимости решения дополнительных проблем при разработке соответствующих средств измерений.

К сожалению, все эти разработки являются единичными и реализуются для конкретных потребителей, причем часто даже достаточно низкая стоимость является неприемлемой для заказчика.

Также автору известны разработки светодиодных средств измерений, выполненные некоторыми отечественными и ближнезарубежными фирмами. Результаты этих работ вызывают лишь сожаление.

Необходимо отметить, что если указанные негативные тенденции не изменятся, то не будет перспектив в развитии светодиодной метрологии в России.

Единственной обнадеживающей тенденцией является медленно возрастающая потребность в светодиодных измерениях для спецтехники.

Резюмируя все вышеизложенное, можно констатировать, что только срочные совместные усилия российских разработчиков и потребителей светодиодной продукции, связанные с подключением государственных, административных и финансовых ресурсов, пока еще способны изменить положение вещей. Пора, наконец, всем понять, что при отсутствии адекватного метрологического обеспечения, развитие в исследованиях и промышленном применении светодиодов невозможно.

1. Publication CIE 127 (TC2-34), 1997.
2. Lovinsky L.S. Proc. SPIE, Vol. 4018, 1999, p.41-49.
3. Ловинский Л.С. Светотехника, № 3, 1999, с.18-20.
4. Ловинский Л.С. Светотехника, № 1, 1999, с.16-18.
5. Ловинский Л.С. V Межд. Светотехническая конф. «Свет и прогресс»., С.-Пб., 2003, Тез.докл., 78-79.
6. Ловинский Л.С. Измерительная техника, № 8, 1992, с. 32-33.
7. Ловинский Л.С. Измерительная техника, № 10, 1996, с. 33-35.
8. Lovinsky L.S. IEEE Trans. Instr. Meas., Vol. 51, No.5, 2002, p.1097-1101.
9. Ловинский Л.С. V Межд.конф. «Оптика, оптоэлектроника и технологии», Ульяновск, 2003, Тез. докл., 70-71.

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОСВЕЩЕННОСТИ ОТ МНОЖЕСТВА СВЕТОДИОДОВ

*Гутцайт Э.М.\*, Сидоров А.М.*

Московский энергетический институт (Технический университет)  
GuttsaitEM@mpei.ru

Успешные разработки светодиодов белого свечения, выполненные за последние годы [1-5], позволяют использовать светодиодные модули (СДМ) для освещения и в ряде случаев заменить ими лампы накаливания и галогенные лампы, срок службы которых весьма ограничен.

У светодиодов (СД) множество достоинств. И среди этого множества очень важным достоинством является возможность использования множества СД в одном светильнике. Временным недостатком СД является их высокая стоимость, которая объясняется тем, что их массовый выпуск еще не освоен.

В настоящем докладе представлены результаты расчетов освещенностей  $E(x,y)$  небольших поверхностей (рабочих мест) от СДМ с несколькими десятками СД при их рациональном расположении в СДМ для равномерного освещения. На рис.1 показаны типичные кривые сил света (КСС) некоторых СД [1] в виде зависимостей силы света  $I$  от угла излучения  $\theta$ . Для расчетов и построения трехмерных графиков  $E(x,y)$  использовался Mathcad.

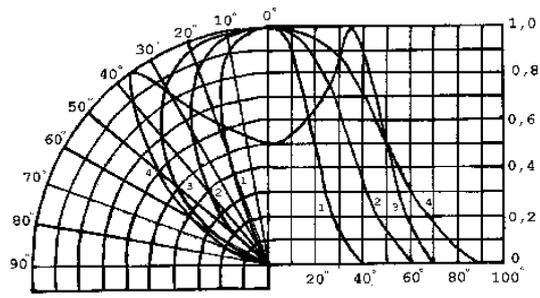
Для примера на рис.2 приведены результаты расчетов освещенности от 16 СД типа У-332 (или У-334) с осевой силой света каждого диода  $I_0 = 100$  кд.

Из полученных результатов следует, что при размещении СДМ на расстоянии  $l \approx 1$  м освещенность стола площадью в  $1 \text{ м}^2$  может составить более 300 лк при неравномерности освещения, не превышающей 3-5 %.

Таким образом, выпускаемые в настоящее время белые СД в составе СДМ из 10 – 20 диодов вполне могут быть использованы для настольного освещения с абсолютной безопасностью, высококачественной цветопередачей и неограниченным сроком службы. А с учетом непрерывного повышения стоимости электроэнергии сроки их окупаемости будут сокращаться, и они окажутся намного экономичнее других источников света.

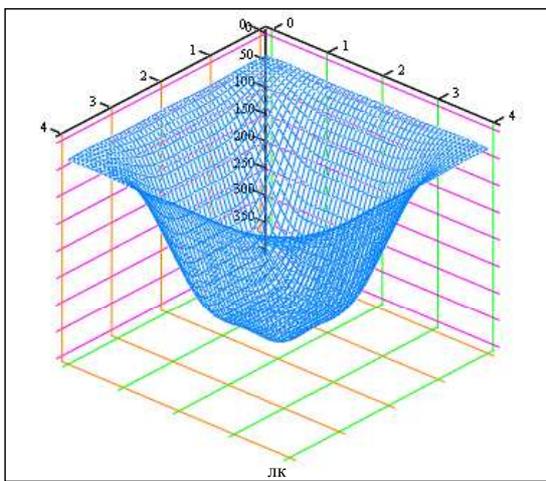
Заметим также, что возможность индивидуального подбора индекса цветопередачи при использовании множества СД представляет интерес, например для освещения музейных картин, написанных различными красками.

1. Коган Л.М. Светодиоды нового поколения для светосигнальных и осветительных приборов / Новости светотехники, вып.7-8 (34-35), М., Дом Света, 2001, 47 с.
2. Бахтизин Р.З. Голубые диоды // Соросовский образовательный журнал. 2001. Т.7, № 3. С.75-83 ([www.issep.rssi.ru](http://www.issep.rssi.ru)).
3. Юнович А.Э. Свет из гетеропереходов // Природа, 2001, № 6, С.38-46.
4. Юнович А.Э. Светодиоды как основа освещения будущего // Светотехника. 2003. №3. С.2-7.
5. Хайнц Р., Вахтманн К. Неорганические светодиоды. Обзор // Светотехника. 2003. №3. С.7-13.

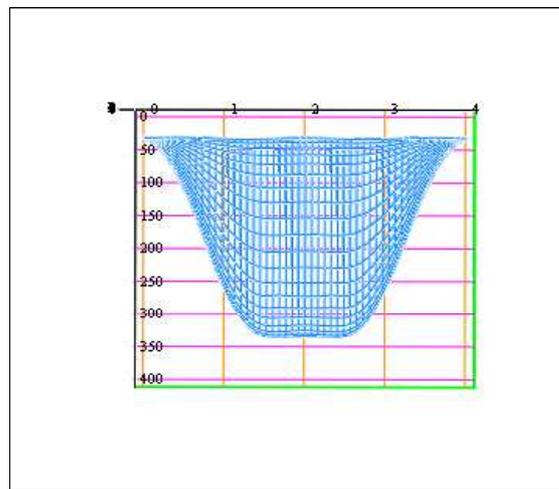


1 - Y-226 2 - Y-332 3 - Y-267 4 - HPWL

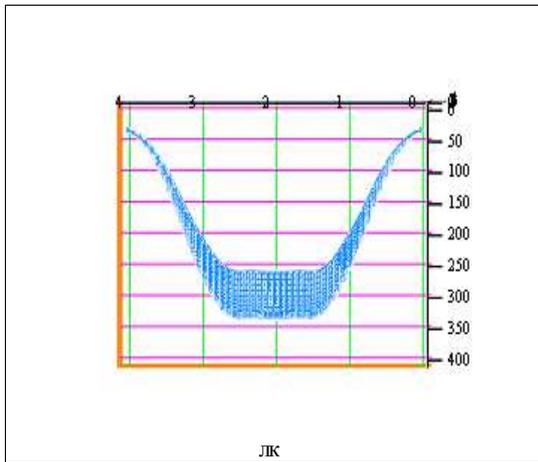
Рис.1. Типичные КСС светодиодов [1].



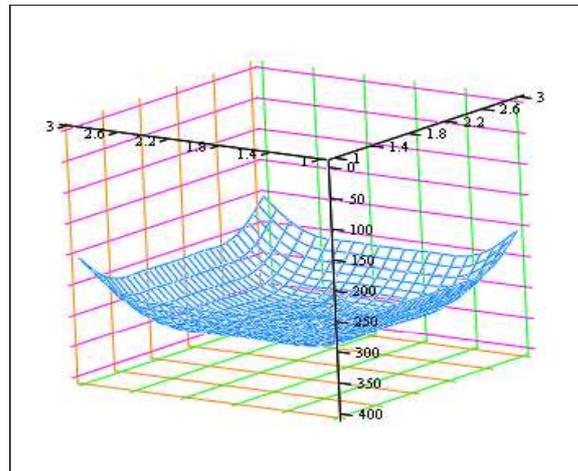
Е



Е



Е



Е

Рис.2. Распределение освещенности от 16 СД.

## МИКРОПРОЦЕССОРНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ДИОДНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ БЕЛОГО СВЕТА

*В.И. Осинский, А.И. Радкевич, А.Н. Рубанчук, А.Г. Шеревеня*  
НИИ Микроприборов НТК «Институт монокристаллов» НАНУ,  
ул. Северо-Сырецкая, 3, Киев 04136, Украина, [osinsky@uprotel.net.ua](mailto:osinsky@uprotel.net.ua),  
[tsot@online.com.ua](mailto:tsot@online.com.ua)

Достигнутые в последние годы успехи в разработке и освоении сверхярких светодиодов во всем диапазоне видимого света позволяют совершенно по-новому решать задачи создания диодных источников белого света. Благодаря полной совместимости по параметрам, габаритам и интеграционной способности с современной микроэлектронной базой оптимизация твердотельных источников белого света в ближайшее время позволит заменить ламповые источники.

Развитые микроэлектронные технологии совмещения элементов на материалах  $A^3B^5$  и кремнии [1] позволяют создавать оптоэлектронные интегральные схемы, в которых встроенные светодиоды управляются транзисторными элементами на кремнии. Нами разработана технология селективной эпитаксии соединений  $A^3B^5$  в окнах структур кремниевых интегральных схем, которая позволяет получать практически бездислокационные области арсенида галлия [2], в которых формируются высокоэффективные светодиоды в системах InGaAsP и AlInGaP. Как известно, на последних достигнут внешний квантовый выход 76% и световой поток 130 лм/мм<sup>2</sup> [3]. Использование совмещенной технологии позволяет интегрировать схему микро-процессорного

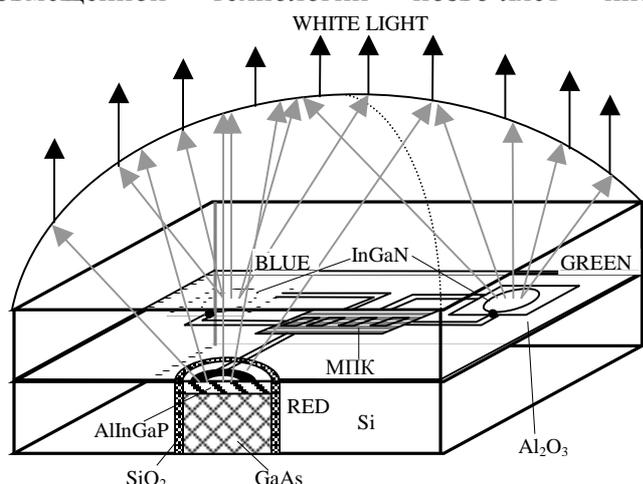


Рис. 1

контроллера (МПК) для поддержания оптимальных энергетических параметров и баланса белого света RGB светодиодов с чипами или встроенными структурами излучателей (Рис.1).

Контроллер содержит КМОП ключи, которые в короткое время, незаметное для глаза человека, систематически по программе процессора проверяют сигналы от RGB светодиодов и осуществляют регулировку тока через них. Зрительный анализатор человека обладает адаптацией к различным условиям освещения, которые программируются в микропроцессоре. Если принять красное

излучение за единицу, то для получения белого света его нужно смешать с 4,6 таких же единиц зелёного и 0,06 единиц голубого. При силе света красного светодиода 1000мКд, зелёный должен излучать 4600мКд, голубой – 60мКд. Устанавливая программу питания светодиодов соответствующими токами, необходимо получить в зрительном анализаторе человека комфортное ощущение достаточной яркости в широком диапазоне длин волн при энергетической эффективности, не уступающей энергетической эффективности ламповых источников.

Для регистрации световых потоков в кремниевом процессоре создаются фотоприёмники, которые чувствительны во всём диапазоне белого света с максимумом чувствительности к красному излучению. Кроме того используется селективная фоточувствительность красного и зелёного светодиодных структур для идентификации RGB световых потоков. Эта процедура проводится за время порядка нескольких микросекунд, незаметное для человеческого глаза.

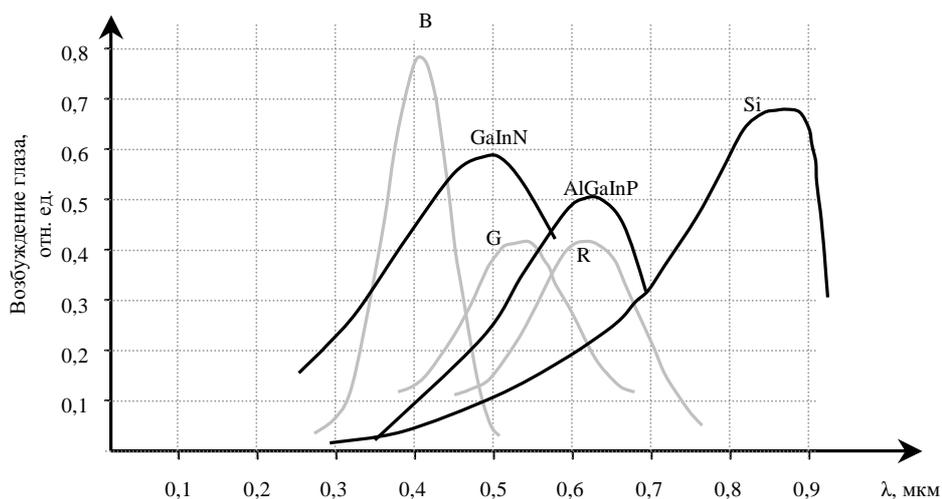


Рис. 2

На рис.2 по-казана чувстви-тельность кремниевое фото-приемника, встроенного в процессор, и RGB свето-диодов в фото-диодном режи-ме. Фактически, RGB свето-диодов, микро-процессорный контроллер, фотоприемник с каналами оптических и электрических связей представляют собой оптоэлектронную интегральную схему

интеллектуализации источника белого света, что уже на данном этапе позволяет воспринимать информацию, эквивалентную освещенности с эффективностью более 150 лм/Вт. Оптоэлектронные интегральные схемы белого света могут изготавливаться по гибридной или монокристаллической технологии. В последнем случае на кремнии, кремнии на сапфире или карбиде кремния изготавливаются структуры транзисторных схем, в отдельных областях которых путём селективной эпитаксии выращиваются светодиодные структуры из материалов  $A^3B^5$  в системе AlGaInNPAs [2].

При серийном производстве диодных источников белого света добавление микропроцессорных элементов в систему RGB светодиодов сильно не скажется на повышении стоимости, зато существенно повышает их технико-экономические и эргономические показатели. Это обеспечивает их широкое использование в приборах общего освещения.

1. Осинский В.И. Интегральная оптоэлектроника. М., Наука и техника, 1977, с. 2...
2. Осинский В.И., Вербицкий В.Г. Зонная инженерия: ионная реализация виртуальных квантово-размерных гетероструктур нанозлектроники. Оптико-електронні інформаційно-енергетичні технології, №1, 2001, с.169-183.
3. Jones-Bey H.A. Upbeat mood prevails in solid-state lighting. Laser focus world, vol.40, №4, april 2004, p.68-70.

## ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ НАВИГАЦИОННЫЕ ЛАМПЫ

*А.П.Абрамовский, Н.Н.Бакин, А.А.Вилисов, Т.И.Коханенко, Л.А.Тябаева.*  
ОАО «Научно-исследовательский институт полупроводниковых приборов», ул.  
Красноармейская, 99-а, 634034, Томск, Россия  
Тел: (3822) 48-81-35, Ф: (3822) 55-50-89, e-mail: [vilisovaa@mail.ru](mailto:vilisovaa@mail.ru)

Со середины 90-х годов достижения полупроводникового материаловедения существенно изменили ситуацию в части светодиодов (СД) видимого диапазона. Особенно впечатляющий резкий прорыв в характеристиках светодиодов на коротковолновую часть видимого диапазона спектра связан с достижениями в выращивании гетеропереходов и квантово-размерных структур на основе нитридов галлия, алюминия, индия. СД видимого диапазона из разряда только индикаторных приборов перешли в разряд энергетических источников излучения.

На предприятии разработаны и освоены производством высокоэффективные светодиодные лампы различного цвета, предназначенные для замены традиционных ламп накаливания, применяемых в различных отраслях промышленности.

В разработке полупроводниковых ламп мы придерживаемся в основном концепции конструирования многокристальных интегрированных устройств. При этом технология создания световыводящей линзы позволяет получать диаграмму направленности света практически любого типа. Ярким примером преимуществ светодиодных ламп являются лампы для речных и морских бакенов. Эти лампы в количестве нескольких десятков тысяч уже несколько навигаций служат в системах речного судоходства РФ и дают значительную экономию пароходствам по статье обслуживания. Сравнительные испытания показали, что использование полупроводниковых ламп повышает дальность видимости огней бакенов в два раза при снижении потребляемой мощности в полтора раза. Дальность видимости лампы можно легко регулировать путём изменения количества излучающих кристаллов в лампе, и изменяя прямой ток через кристалл. Так, для речных бакенов красного и жёлтого цвета вполне достаточно разместить в лампе 8 излучающих кристаллов. Модификация лампы с 12 кристаллами имеет более равномерную круговую диаграмму направленности и пригодна для заградительных огней высотных сооружений в окрестностях аэродромов и обозначения посадочных полос, для морских навигационных огней и т.д.

Полупроводниковые лампы изготавливались на основе высокоэффективных излучающих кристаллов красного ( $\lambda=630$  нм), жёлтого ( $\lambda=590$  нм), зелёного ( $\lambda=505$  нм) и белого свечения. Потребляемая лампой мощность не более 0,35 Вт при световом потоке до 5 лм, а напряжение питания составляло 1,9 В для красных и жёлтых кристаллов и 3,6 В для зелёных и «белых» кристаллов.

Лампа для речных бакенов представляет собой цилиндрический металлический корпус, состоящий из двух частей, образующих круговой параболический отражатель, в фокусе которого по кругу размещены светоизлучающие кристаллы. После посадки и разварки кристаллов параболический отражатель заливается эпоксидным компаундом, что обеспечивает повышение световыходов из кристаллов и их герметизацию, а также дополнительно упрочняет всю конструкцию. Нижняя часть корпуса закреплена в стандартном ламповом цоколе. Последнее позволяет легко заменить применяемые лампы накаливания на светодиодные лампы в находящемся в эксплуатации оборудовании водных путей. Поскольку лампа собирается из кристаллов, а не из светодиодов, то обеспечивается более равномерная засветка пространства в горизонтальной плоскости. Раскрыв диаграммы направленности излучения в вертикальной плоскости согласован с цилиндрической линзой Френеля, используемой в стандартных бакенах. Важным преимуществом полупроводниковой лампы является возможность формирования практически любой диаграммы направленности излучения путём варьирования формы заливки кристаллов

компаундом. Разработанные полупроводниковые источники света по своим техническим и эксплуатационным характеристикам значительно превосходят лампы СГВ 2.5-0.24, применяемые на речных бакенах.

К настоящему времени потребителям поставлено несколько десятков тысяч полупроводниковых ламп, высокие светотехнические параметры и надёжность которых подтверждены их эксплуатацией в составе речных и морских маяков на ряде акваторий РФ. Сравнительные испытания показали, что использование полупроводниковых излучателей повышает дальность видимости огней бакенов в два раза при снижении потребляемой мощности в полтора раза. Обеспечивая большую эффективность свечения, полупроводниковые лампы требуют меньших энергетических затрат - на период навигации с запасом хватает одной батареи «БакенВЦ1», тогда как для бакена с лампой накаливания на сезон необходимо три батареи.

Система сигнальных огней судоходных пролётов моста включает сигнальные фонари зелёного (габариты прохода) и красного (створы) цвета, две солнечные батареи для зарядки аккумулятора в светлое время суток и контроллер, ограничивающий напряжение заряда аккумулятора и обеспечивающий отключение фонарей в дневное время. К схеме питания подключаются 4 створных лампы и 4 габаритных светосигнальных линейки, содержащие по 3 светильника секторного действия.

Применение полупроводниковых светодиодов существенно улучшило яркость светильников и снизило ток потребления. За счёт увеличения срока службы, большей яркости и меньшего потребления электроэнергии применение подобных систем сигнальных огней не менее, чем в 2 раза экономически эффективней по сравнению с системами на лампах накаливания. Кроме того, система полностью автономна и практически не требует обслуживания в течение всего навигационного периода.

Для автоматического включения и выключения сигнальной системы в качестве датчика освещённости используется одна из солнечных батарей питания.

Представленная система сигнальных огней была установлена на мосту через реку Томь и проработала без сбоев четыре летние навигации (2000-2003гг.) годов. Подобные системы перспективны для установки на островах, удалённых береговых линиях и т.п.

Таким образом, в реальных условиях эксплуатации показана экономическая целесообразность использования светодиодных источников света в навигационном оборудовании с автономным питанием.

## РАСЧЕТ ЦВЕТОВЫХ КООРДИНАТ И ИНДЕКСА ЦВЕТОПЕРЕДАЧИ БЕЛЫХ СВЕТОДИОДОВ

*Ф.А.Лукьянов, В.В.Татулин*

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

Количественная оценка цветовых характеристик белых светодиодов (СД) свечения включает определение и координат цветности, и индексов цветопередачи  $R_i$  ( $i = 1-8$ ). Они характеризуют спектры СД в сравнении со спектрами излучения абсолютно черного тела при отражении от 8 разных тестовых отражающих поверхностей. Составлены программы расчетов  $R_i$  по формулам из [A.Zukauskas et al., Introduction to Solid-State Lighting]. Определены значения  $R_i$  для белых СД на основе голубых структур, покрытых желто-зеленым люминофором (фирма "Оптэл"). Частные индексы  $R_i$  для отдельных тестовых поверхностей изменяются в пределах от 30% до 80%. Общий индекс  $R = (1/8)\sum R_i$  для разных СД - от 40% до 80%. Обсуждается зависимость  $R$  от деталей спектров СД и от тока.