

МГУ им. М.В.Ломоносова
Физический факультет

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

**Тезисы докладов
9-й Всероссийской конференции**

**13 – 15 июня 2013 года
Москва**



**Санкт-Петербург
2013**

**МГУ им. М.В.Ломоносова, Физический Факультет
Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН**

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ:

А.А.Федянин, <i>Председатель</i>	МГУ им. М.В.Ломоносова
П.С.Копьев, <i>Зам. Председателя</i>	ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН
А.Н.Туркин, <i>Зам. Председателя</i>	МГУ им. М.В.Ломоносова
В.В.Лундин, <i>секретарь</i>	ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН
П.Ю.Боков, <i>секретарь</i>	МГУ им. М.В.Ломоносова
В.А.Буробин	ГЗ «Пульсар»
В.Н.Данилин	ГУП «Пульсар»
А.Е.Николаев	ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН
Е.Е.Заварин	ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН
Ф.В.Боярков	ОАО «Росэлектроника»
М.В.Чукичев	МГУ им. М.В.Ломоносова
П.В.Иванников	МГУ им. М.В.Ломоносова
М.А.Ормонт	МГУ им. М.В.Ломоносова
Е.Ю.Зыкова	МГУ им. М.В.Ломоносова
М.Н.Мартышов	МГУ им. М.В.Ломоносова
В.П.Чалый	«Светлана - Рост»
Г.В.Иткинсон	ЗАО "Тетис"
Н.Н.Бакин	ОАО "НИИПП"
А.Р. Ковш	«Оптоган»
В.Е.Кудряшов	ОАО "РОСНАНО"

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ:

А.Э.Юнович, <i>председатель</i>	МГУ им. М.В.Ломоносова
П.С.Копьев, <i>зам. председателя</i>	ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН
А.В.Сахаров, <i>секретарь</i>	ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН
С.В.Иванов	ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН
Л.М.Коган	НПЦ «Оптэл»
В.В.Лундин	ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН
А.А.Вилисов	ОАО "НИИПП"
О.П.Пчеляков	ИФП СО РАН
А.Е.Романов	ФТИ им. А.Ф.Иоффе, «Оптоган»
В.Г.Сидоров	СПБГПУ
С.Ю.Шаповал	ИПТМ РАН
С.Ю.Карпов	«Софт-Импакт»
Е.В.Луценко	ИФ НАН Беларуси
А.Ф.Цацульников	ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН
В.М.Устинов	ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН

При поддержке:

Российского Фонда Фундаментальных Исследований
Национального Исследовательского Ядерного Университета
«МИФИ»

SemiLEDs	AIXTRON
ФГУП НПП «Пульсар»	ОАО «ГЗ «Пульсар»
«Научное и технологическое оборудование»	ООО «СТО Ивентс»
ООО «Вест-Универ»	ООО «ДжиЭй-Групп»
ООО «Оптоган. Новые технологии света»	ИНТЕК
ООО «Энергосберегающая Компания «Новый Свет»	



РОССИЙСКИЙ ФОНД
ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ



SEMILEDs

ФГУП «НПП «Пульсар»

SemiTEq

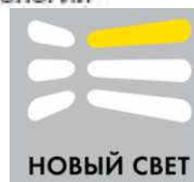


Ga
GROUP

AIXTRON

ОАО ГЗ ПУЛЬСАР

ОПТОГАН
Наука и технологии



Новое поколение нитридных лазерных и суперлюминесцентных диодов <u>Ц. Перлин</u>	12
Импульсный лазер с электронно-лучевой накачкой на основе квантоворазмерной структуры InGaN/GaN <u>М.М. Зверев</u> , Н.А. Гамов, Е.В. Жданова, Д.В. Перегудов, В.Б. Студенов, В.А. Куршов, А.В. Мазалов, Д.Р. Сабитов, А.А. Мармалюк	13
Лазеры с оптической накачкой излучением InGaN гетероструктур <u>Е.В. Луценко</u>	15
Время-разрешенная люминесцентная спектроскопия светодиодных гетероструктур на основе InGaN/GaN-квантовых ям В.И. Олешко, <u>С.Г. Горина</u> , В.И. Корепанов, В.М. Лисицын	18
Аналитическая и численная модели для AlGaIn/InGaN/GaN светодиода со структурированным р-электродом <u>И.И. Хмырова</u> , Ю.В. Холопова, Е.А. Полушкин, А.В. Ковальчук, В.Е. Земляков, С. Томиока, Т. Хасегава, А. Кониши, Н. Ватанабе, С.Ю. Шаповал	20
AlGaInN светодиоды с внешней квантовой эффективностью 60% <u>Д.А. Закгейм</u> , Д.А. Бауман	22
Монолитный монокристаллический конвертер для белоизлучающих мощных светодиодов Аникин П.А., Архипов М.А., Смирнова С.А., <u>Сошин Н.П.</u>	24
Ультрафиолетовые светодиоды на основе гетероструктур GaN/AlGaIn, выращенные методом хлоридно-гидридной эпитаксии: исследование рабочих характеристик <u>С.Ю. Курин</u> , А.А. Антипов, А.Д. Роенков, И.С. Бараш, С.А. Тарасов, Е.А. Менькович, Х. Хелава, Б.П. Папченко, Ю.Н. Макаров	26
Оптимизация комбинации кристалла и люминофора для белых светодиодов Н.А. Гальчина, Л.М. Коган, Н.П. Сошин, <u>А.Н. Туркин</u>	28
Композитные InAlN/GaN/InGaIn гетероструктуры <u>А.Ф. Цацульников</u> , В.В. Лундин, Е.Е. Заварин, А.Е. Николаев, А.В. Сахаров, М.М. Рожавская, С.О. Усов, П.Н. Брунков, М.А. Сеницын, Д.В. Давыдов, Н.А. Черкашин	30
Реакторы для МОГФЭ III-N структур: настоящее и будущее <u>В.В. Лундин</u> , Д.В. Давыдов, Е.Е. Заварин, А.Е. Николаев, М.А. Сеницын, М.Г. Попов, А.В. Сахаров, А.Ф. Цацульников, М.Н. Мизеров, В.М. Устинов, Е.В. Яковлев, Д.С. Базаревский, А.В. Лобанова, Р.А. Талалаев	32
Методы повышения структурного совершенства слоев AlN, полученных в условиях мо- гидридной эпитаксии <u>А.А. Падалица</u> , А.В. Мазалов, Д.Р. Сабитов, В.А. Куршов, А.А. Мармалюк, А.А. Брыковский, Р.Х. Акчурин	33
Влияние некоторых технологических параметров на структурные особенности слоев AlN, выращенных на кремниевых подложках <u>Ю.Н. Свешников</u> , К.Л. Енишерлова, А.В. Лютцау, Э.М. Темпер, И.Н. Цыпленков	35
Пленки InN на подложках YSZ <u>Ю.Н. Бузынин</u> , М.Н. Дроздов, Ю.Н. Дроздов, А.Ю. Лукьянов, Е.В. Скороходов, О.И. Хрыкин, В.И. Пашкин, П.А. Юнин	37
Влияние начальной стадии роста на кривизну гетероструктуры и электролюминесценцию светодиодов <u>А.Е. Николаев</u> , В.В. Лундин, Д.В. Давыдов, Е.Е. Заварин, М.М. Рожавская, С.О. Усов, А.В. Сахаров, А.Ф. Цацульников	39
Исследование влияния сверхрешетки AlGaIn/GaN на свойства эпитаксиальных пленок GaN <u>Е.В. Ершов</u> , А.А. Найдин, О.А. Рогачков, М.В. Лупачев	41

Эффективность GaN-светодиодов и энергетическая релаксация носителей в квантовых ямах InGaN/GaN <u>Н.И. Бочкарева</u> , В.В. Вороненков, Ю.Т. Ребане, Ю.Г. Шретер	43
Ограничения ABC модели для оценки рекомбинационных потерь в InGaN/GaN светодиодах <u>Н.М. Шмидт</u> , Я.В.Кузнецова, В.Г.Сидоров, Н.А. Тальнишних, Е.И. Шабунина, Е.Б. Якимов	45
Оценка коэффициента оже-рекомбинации в слоях GaN <u>Е.В. Луценко</u> , Н.В. Ржеуцкий, В.Н. Павловский, Г.П. Яблонский, I. Reklaitis, A. Kadys, S. Nargelas, A. Žukauskas	47
Характеризация GaN и структур на его основе методами растровой электронной микроскопии <u>Е.Б. Якимов</u>	49
О диффузии и катодоллюминесценции экситонов, возбуждённых электронным зондом в однородном широкозонном полупроводниковом материале. Постановка задачи и некоторые результаты математического моделирования для GaN <u>А.Н. Поляков</u> , М.А. Степович	51
Исследование в РЭМ светодиодов с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN с заглубленной активной областью <u>П. С. Вергелес</u> , Е. Б. Якимов, Н.М. Шмидт	53
Выявление дефектов в чипах УФ светодиодов методами ЦКЛ и ЦКЛ-ВСР в РЭМ <u>П.В. Иванников</u> , А.В. Кузьменков , А.И. Габельченко , М.Л. Бадгутдинов, Н.И. Каргин	55
AlGaN гетероструктуры для источников спонтанного и стимулированного ультрафиолетового излучения <u>В.Н. Жмерик</u> , Е.В. Луценко, С.В. Иванов	57
Кинетика и термодинамика образования кристаллической фазы AlN на поверхности (0001)Al ₂ O ₃ в условиях МЛЭ Т.В. Малин, <u>В.Г. Мансуров</u> , Ю.Г. Галицын, К.С. Журавлев	61
Разработка МЛЭ технологии выращивания AlGaIn/GaN гетероструктур для ультрафиолетовых р-і-n фотодиодов Т.В.Малин, А.М.Гилинский, В.Г.Мансуров, Д.Ю.Протасов, А.К.Шестаков, <u>К.С. Журавлев</u> , К.О.Болтарь, И.Д.Бурлаков, М.В.Седнев	63
Развитие стандартизованных технологий III-нитридов в ЗАО «СВЕТЛАНА-РОСТ» <u>Д.М. Красовицкий</u> , А.Л. Дудин, С.В. Кокин, Н.И. Кацавец, А.Г. Филаретов, В.П. Чалый	65
Снижение плотности прорастающих дислокаций в слоях AlGaIn с высоким содержанием Al при их росте молекулярно-пучковой эпитаксией с плазменной активацией азота <u>Д.В.Нечаев</u> , В.Н. Жмерик, В.В. Ратников, А.А. Ситникова, П.Н. Брунков, Д.А. Кириленко, Е.М. Михайлов, С.В. Иванов	67
Основные российские достижения в области полупроводниковых источников света. <u>О.И. Рабинович</u>	69
Результаты разработок нитрид галлиевых МИС <u>Ю.В. Федоров</u>	71
Конструктивно технологический подход при разработке мощных СВЧ транзисторов на гетероэпитаксиальной структуре AlGaIn/GaN А.М. Коновалов, В.В. Пицагин, М.В. Пашков, А.А. Макаров	74
Влияние конструктивных особенностей эпитаксиальных гетероструктур AlGaIn/GaN на приборные характеристики мощных НЕМТ Ka-диапазона <u>В.А. Курешов</u> , Н.А.Торхов, В.Г. Божков, В.А. Новиков, А.В. Мазалов, Д.Р. Сабитов, А.А. Падалица, А.А. Мармалюк	76

Некоторые особенности выращивания гетероструктур AlGaIn/GaN на подложках кремния для СВЧ транзисторов А.А.Арендаренко, И.Г.Ермошин, В.А.Орешкин, <u>Свешников Ю.Н.</u> , Цыпленков И.Н., В.И.Гармаш, В.И.Егоркин, Земляков В.Е., Литош Л.Г.	78
Слои GaN с пониженной плотностью дислокаций для НЕМТ транзисторов, выращенные NH ₃ -МВЕ с использованием высокотемпературных буферных слоев AlN/AlGaIn <u>С.И. Петров</u> , А.Н. Алексеев, Д.М. Красовицкий, В.П. Чалый, В.Г. Сидоров, В.В. Мамаев	80
Рост структур с двумерным электронным газом на темплатах AlN/Al ₂ O ₃ методом аммиачной МЛЭ <u>Т.В. Малин</u> , В.Г. Мансуров, А.М. Гилинский, Д.Ю. Протасов, А.С.Кожухов, А.П.Василенко К.С. Журавлёв	82
Использование МВЕ для in-situ пассивации и дорачивания омических контактов НЕМТ гетероструктур нитрида галлия <u>М.Л. Занавескин</u> , А.А. Андреев, И.О. Майборода, В.В. Москвин, П.А. Перминов, Ю.В.Федоров	84
Микро-рамановская, фотолюминесцентная и электрофизическая диагностика латеральных AlGaIn/GaN hemt структур при нагрузках <u>А.В. Наумов</u> , М.П. Триус, А.Ф. Коломыс, А.С. Романюк, В.В. Стрельчук, А.Е. Беляев	86
Механизмы пробоя в транзисторных структурах AlGaIn/GaN <u>А.А. Макаров</u> , Н.И. Каргин, Р.И. Иванов	88
Физические основы оптимизации нитридных полупроводниковых гетероструктур для их применения в высокоэффективных светодиодных устройствах <u>В.Е. Бугров</u>	90
Безмасочное структурирование поверхности кремниевых подложек <u>М.Г. Мынбаев</u> , С.П. Лебедев, А.А. Лаврентьев, К.Д. Мынбаев, В.И. Николаев	94
Хлоридно-гидридная эпитаксия полуполярных GaN(2023) слоев на Si(100) <u>В.Н.Бессолов</u> , Ю.В.Жиляев, Е.В.Коненкова, С.Н.Родин, М.П.Щеглов, А.А.Ефимов, С.А.Кукушкин А.В.Осипов	96
Исследование процессов рекомбинации в квантовых точках GaN/AlN <u>И.А. Александров</u> , В.Г. Мансуров, А.К. Гутаковский, К.С. Журавлев	98
Декогерентизация III-N низкоразмерных наноструктур квантовых процессоров <u>В.И. Осинский</u> , И.В. Масол, М.С. Оначенко, А.В. Суший	100
Исследование температурной зависимости интегральной интенсивности фотолюминесценции структур InGaIn/GaN И.А. Прудаев, <u>И.С. Романов</u> , В.В. Копьев	102
Оптические и структурные исследования твердых растворов InGaIn, выращенных методами ГФЭМОС и МПЭ <u>А.Н. Смирнов</u> , В.Ю. Давыдов, А.А. Ключихин, А.В. Сахаров, Р.Н. Кютт, М.А. Яговкина, Е.Е. Заварин, В.В. Лундин, S. Gwo	104
Поляризационное легирование для приборов оптоэлектроники <u>С.Ю. Карпов</u> , К.А. Булашевич	106
Матричные фотоприемные модули ультрафиолетового диапазона спектра на основе гетероэпитаксиальных структур AlGaIn <u>К.О.Болтарь</u> , И.Д.Бурлаков, Н.И. Яковлева, Н.В. Кравченко, М.В. Седнев, Д.В. Смирнов, Н.А. Иродов	108
Нечувствительные к солнечному свету фотодиоды Шоттки для регистрации излучения УФ-С диапазона <u>В. Абросимова</u> , С. Капанке, Дж. Шлегель, М. Кнайсль, А. Книге, Х. Ванг, Дж. Расс, Х.Гагури, Ф. Бруннер, Э.Петч, Т. Тренклер, М. Вайерс	111
Полупрозрачный p-GaN(Cs,O)-фотокатод: распределения фотоэлектронов по поперечным энергиям <u>Д.В. Горшков</u> , В.В. Бакин, Г.Э. Шайблер, А.С. Терехов	113

Солнечнослепые и видимослепые фотодетекторы на основе AlGaN <u>И.А. Ламкин, С.А. Тарасов, С.Ю. Курин, В.Н. Жмерик</u>	115
Эмиссия терагерцового излучения из микро- и наноструктур на основе GaN <u>В.А. Шальгин</u>	117
Генерация терагерцового излучения при межзонном фотовозбуждении слоев n-GaN(Si) <u>А.В. Бобылев, А.О. Захарьин, Z. C. Feng и А.В. Андрианов</u>	121
Магнетизм в разбавленном полупроводнике (Ga,Cr)N Н.С. Перов, А.Ф. Орлов, Е.А. Ганьшина, А.С. Семисалова	123
Современное состояние фоторадиометрии светодиодов <u>Л.С. Ловинский</u>	125
Сравнение электрических, оптических и тепловых свойств мощных AlInGaN светодиодных кристаллов вертикальной и флип-чип конструкций <u>Л.К. Марков, И.П. Смирнова, А.С. Павлюченко, М.В. Кукушкин, А.Е. Черняков</u>	127
Исследования деградации параметров гетероструктур InGaN на подложках из различных материалов в течение 50 000 ч. и сравнение результатов с прогнозом наработки до 2000 ч С.Г. Никифоров, <u>А.Л. Архипов</u>	129
Мощный светодиодный спектрально-управляемый источник для фитотронных модулей <u>А.В.Аладов, А.Л.Закгейм, М.Н.Мизеров, И.Н.Черноусов</u>	131
Полихромные светодиодные модули в качестве стандартных источников света <u>Э.М. Гутцайт, А.Л. Закгейм, Л.М. Коган, В.Э. Маслов, Н.П. Социн</u>	133
Точечный источник света для УФ диапазона длин волн <u>В. Абросимова, С. Аинфельд, Б. Клот, М. Кнайсль, Н. Лобо-Плох, Д. Матезиус, Э. Петч и М. Вайерс</u>	135
Сине-зеленые лазерные микро-конвертеры с выходной импульсной мощностью излучения более 1 Вт А. Г. Войнилович, <u>Е. В. Луценко</u> , Г. П. Яблонский, С. В. Сорокин, И. В. Седова, С. В. Гронин, Г. В. Клишко, С. В. Иванов	137
Низкочастотные шумы светодиодов InGaN/SiC <u>И. В. Фролов, А. А. Широков</u>	139
Низкочастотный шум в диагностике мощных синих светодиодов на основе InGaN/GaN структур <u>Е.И. Шабунина, М.Е. Левинштейн, Н.А. Тальнишних, А.Е. Черняков, М.Н. Шмидт</u>	141
Взаимосвязь электрофизических свойств с упорядоченностью наноструктурной организации нитридов III-группы <u>Н.М. Шмидт, А. А. Грешнов, А.Е. Черняков, В.Н. Петров, А.Н.Титков, С.И. Трошков, Е.И. Шабунина</u>	143
Рентгеновская дифрактометрия напряжений и дефектов в сильно легированных кремнием МЛЭ слоях Al _x Ga _{1-x} N (x = 0 и 0.3) <u>В.В.Ратников, Р.Н.Кютт, М.П.Щеглов И.В.Осинных, Т.В.Малин, Б.Я.Бер, Д.Ю.Казанцев, К.С.Журавлев</u>	145
Фильтрация прорастающих дислокаций в результате спонтанного образования сверхрешеток в слоях Al _x Ga _{1-x} N с высоким содержанием Al (x>0.7), выращенных молекулярно-пучковой эпитаксией <u>Е.М. Михайлов, А.А. Ситникова, Д.А. Кириленко, Д.В.Нечаев, В.Н. Жмерик</u>	147
Характеризация гетероструктур III-N на кремниевых подложках методами электронной микроскопии и рентгеновской дифрактометрии <u>А.В. Мясоедов, А.Е. Калмыков, Л.М. Сорокин, В.В. Ратников, М.П. Щеглов, А.В. Сахаров, А.Е. Николаев, М.М. Рожавская, В.В. Лундин</u>	149
Светодиодный модуль с металлическим основанием Р.Б.Джаббаров, С.Х.Абдуллаева, Н.Н.Мусаева	151

Характеризация гетероструктур ультрафиолетовых светодиодов, выращенных методом хлоридно-гидридной эпитаксии <u>С.Ю.Курин</u> , И.С.Бараш, А.Д.Роенков, А.А. Антипов, А.С. Усиков, Х.Хелава, В.В. Ратников, А.Н. Смирнов, Н.М. Шмидт, А.В. Сахаров, Б.П. Папченко, Ю.Н.Макаров	152
Исследование теплообмена в тонких слоях люминофора светодиодных модулей <u>И.Н. Ивукин</u> , В.Е. Бугров, А.Р. Ковш, М.А. Одноблюдов, А.Е.Романов	154
Профиль теплового сопротивления в мощных светодиодах различного типа CREE и REBEL О.С. Васьков, В.К. Кононенко, В.С. Нисс, <u>А.Л. Зактейм</u> , А.Е. Черняков	156
Снижение температуры перегрева активной области матрицы мощных светодиодов за счёт жидкостного охлаждения А. В. Данильчик, Е. В. Луценко, Н. В. Ржеуцкий, А. Г. Войнилович, М. С. Леоненя, В. Н. Павловский, Г. П. Яблонский	158
Измеритель теплового импеданса светодиодов В.И. Смирнов, В.А. Сергеев, А.А. Гавриков	160
Исследование высокотемпературной яркости свечения InGaN и AlInGaP светодиодов при низких токах А.В. Беринцев, С.Г. Новиков, И.С. Федоров	162
Закономерности и особенности токовых зависимостей теплового сопротивления переход-корпус мощных InGaN/GaN светодиодов В.А. Сергеев, В.И. Смирнов, И.В.Фролов, А. М. Ходаков	164
Линейный электрооптический эффект в светодиодной гетероструктуре GaN/InGaN/AlGaN Л.П. Авакянц, А.Э. Асланян, П.Ю. Боков, <u>К.Ю. Положенцев</u> , А.В. Червяков	166
Монолитные белые светодиоды со структурированным контактом <u>Ю.В. Холопова</u> , А.Ф. Цацульников, Е.А. Полушкин, В.Е. Земляков, Н.Е. Антонова, В.И. Миндерова, С.Ю. Шаповал	168
Мощные светодиоды белого свечения со световым потоком до 900 Лм А.Л. Гофштейн-Гардт, <u>Л.М. Коган</u> , И.Т. Рассохин, Н.П. Социн	170
Мощный полноцветный светодиод А.Л. Гофштейн-Гардт, <u>Л.М. Коган</u> , И.Т. Рассохин	172
Исследование вывода света из светодиодного модуля «chip-on-board» <u>С.Н. Липницкая</u> , К.Д. Мынбаев, Л.А.Никулина, Й. Рамхен, В.Е Бугров, А.Р. Ковш, М.А. Одноблюдов, А.Е. Романов	174
Двухстадийная термическая активация эпитаксиальных слоёв GaN:Mg <u>А.В. Мазалов</u> , О.Б. Эйдук, А.А. Падалица, Д.Р. Сабитов, В.А. Курешов, А.А. Мармалюк, Р.Х. Акчурин	176
Получение гетероструктур AlGaIn/GaN для фотоприемников УФ-диапазона <u>А.В. Мазалов</u> , Д.Р. Сабитов, В.А. Курешов, А.А. Падалица, А.А. Мармалюк, Р.Х. Акчурин, И.В. Чинарева, П.Е. Хакушешев, К. О. Болтарь, Н.В. Федиев, И.Д. Бурлаков	178
Применение поликристаллического CVD алмаза для эффективного отвода тепла в мощных светодиодах А.А. Вилисов, С.А. Линник, Г.Е. Ремнёв, <u>В.С. Солдаткин</u> , К.В. Тепляков	180
Изменение характеристик ультрафиолетовых светодиодных сборок «чип на плате» при длительном времени работы на номинальном токе <u>К.А. Виноградова</u> , Н.В. Середова	182
Комплексные измерения распределения электрофизических параметров светоизлучающих структур по пластине диаметром 2” на криогенной зондовой станции <u>И.Н. Яковлев</u> , В.И. Зубков, О.В. Кучерова, В.Н. Черкасова	184
Состав AlGaIn-слоев, полученных хлоридным методом Ю.В. Жилияев, В.Н. Пантелеев, Н.К. Полетаев, <u>С.Н. Родин</u> , М.П. Щеглов	186

Получение кластеров GaN на пористых подложках GaAs <u>С.В. Симченко</u> , А.И. Кирилаш, В.В. Кидалов	187
Деградация электрических и оптических свойств мощных светодиодов при облучении быстрыми электронами Д.С. Бобученко, Ю.А. Бумай, В.В.Красовский, <u>Д.С. Доманевский</u> , А.Г.Куклицкая, С.А.Манего, Ю.В. Трофимов, В.И. Цвирко	189
Характеризация гетероструктур на основе нитридов III группы методом динамической вторично-ионной масс-спектрометрии <u>Б.Я. Бер</u> , А.В. Меркулов, Д.Ю. Казанцев	191
Фотоэмиссионные исследования n-GaN(0001) И интерфейса Ва/n-GaN(0001) при синхротронном возбуждении <u>Г.В. Бенеманская</u> , М.Н. Лапушкин, С.Н. Тимошнев	193
Исследование сильнолегированного p-GaN, полученного методом аммиачной МЛЭ <u>А.М. Гишинский</u> , Т.В. Малин, В.Г. Мансуров, В.И. Ободников, Д.Ю. Протасов, А.В. Кожухов, К.С. Журавлев	195
Исследование рекомбинации и переноса фотоэлектронов в эпитаксиальных структурах p-GaN/Al _x Ga _{1-x} N/ Al ₂ O ₃ методами спектроскопии фотолуминесценции и фототока <u>А.С.Терехов</u> , В.В.Бакин, Г.Э.Шайблер, С.Н. Косолюбов, Ф.Н. Дульцев, А.А.Падалица, В.А.Курешов, Д.Р. Сабитов, А.В. Мазалов	197
Спектры катодолуминесценции облученных низкоэнергетичными электронами светодиодных структур с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN, измеренные в диапазоне температур 90-300 К <u>П. С. Вергелес</u> , Е. Б. Якимов	199
Использование частотных зависимостей емкости и проводимости для характеристики процессов релаксации заряда в квантовых ямах в светоизлучающих структурах InGaN/GaN <u>О.А. Солтанович</u> , Е.Б. Якимов	201
Монолитные усилители мощности диапазона 90 ГГц на основе AlGaN/AlN/GaN/SiC НЕМТ <u>Д.Л. Гнатюк</u> , Р.Р. Галиев, М.Ю. Щербакова, А.Ю. Павлов, С.В. Михайлович, Ю.В. Федоров	203
МИС приемопередающего модуля для диапазона 57-64 ГГц <u>О.С. Матвеенко</u> , Д.Л. Гнатюк, П.П. Мальцев, Д.В. Крапухин, Ю.В. Федоров	205
Исследование зависимости коэффициента шума AlGaN/GaN НЕМТ в Ka-диапазоне частот от толщины барьера AlGaN <u>С.В. Михайлович</u> , О.С. Матвеенко, Ю.В. Федоров	207
Влияние режимов осаждения слоев Si ₃ N ₄ на электрофизические параметры гетероструктур AlGaN/GaN Д.Ю. Протасов, Т.В. Малин, В.Г. Мансуров, С.Ф. Девятова, А.Е. Настовьяк, А.П. Ковчавцев, <u>К.С. Журавлев</u>	209
Монолитный усилитель с выходной мощностью до 10 Вт диапазона частот 0,8-2 ГГц на GaN НЕМТ гетероструктуре <u>А.В. Зув</u> , Д.Л. Гнатюк, Р.Р. Галиев, М.Ю. Щербакова, А.Ю. Павлов, Ю.В. Федоров	211
Частотные C-V-характеристики гетероструктур AlGaN/GaN <u>К. Л. Енишерлова</u> , В.Г. Горячев, С. А. Капилин	213
Разработка технологии изготовления варакторного GaN диода О.И. Хрыкин, Е.В. Демидов, М.Н. Дроздов, А.В. Мурель, Д.А. Пряхин, А.Н. Тропанова, В.И. Шашкин	215
Моделирование атомно-слоевого роста растворов GaAlN Ю.В. Жилиев, В.В. Зеленин, Е.А. <u>Панютин</u>	217

Гетероподложки SiC на Si, полученные новым методом магнетронного распыления для эпитаксии низкодефектных слоев нитрида алюминия и нитрида галлия <u>Ш.М. Рамазанов</u>	219
Результаты разработки процессов получения высокочистого аммиака <u>А.П.Котков</u> , Н.Д.Гришнова, А.И. Скосырев, О.С.Аношин, Н.В.Гладков, Д.Ф.Архипцев	221
Формирование Si/SiO ₂ /III-нитридных нанотемплетов <u>В.И.Осинский</u> , Н.Н.Ляхова, И.В.Масол В.И.Готов, Н.О.Суховий, О.С.Литвин	223
Рост толстых слоев GaN на наноструктурированных темплэйтх и оптимизация их самоотделения <u>В.И. Николаев</u> , А. А. Головатенко, М.Г.Мынбаева, И.П.Никитина, Н.В.Середова, А.И.Печников, В.Е.Бугров, М.А.Одноблюдов	225
Взаимная диффузия компонентов подложки и эпитаксиальных слоев при хлорид-гидридной эпитаксии нитридных материалов на кремнии <u>К.Д. Мынбаев</u> , М.Г. Мынбаева, А.А. Лаврентьев, А.А. Головатенко, В.И. Николаев	227
Нитрид индия – примеси и дефекты <u>С.С. Хлудков</u> , И.А.Прудаев, О.П.Толбанов	229
Изменение интенсивности люминесценции при непрерывном облучении электронным пучком и "эффект памяти" в нитридах <u>Я.В. Кузнецова</u> , М.В. Заморянская	231
Использование маски SiO ₂ /Cr для плазмохимического травления слоев AlGaIn Д.Ю. Протасов, Т.В. Малин, Н.Р. Вицина, Н.А. Валишева, Ф.Н. Дульцев и <u>К.С. Журавлев</u>	233
Особенности удельного контактного сопротивления омических контактов к n ⁻ -GaN при низких температурах А.В. Саченко, А.Е. Беляев, Н.С. Болтовец, <u>Р.В. Конакова</u> , В.Н. Шеремет	235
Фотолюминесценция free-standing слоев GaN, выращенных методом HVPE на сапфире и отожженных в расплаве висмута С. Д. Раевски, Ю.В. Жилиев, К.Д.Сушкевич, Л.В.Горчак, В.М. Ботнарюк, А.В.Коваль	237
Фазовая скорость волн пространственного заряда в полупроводниковых структурах на основе нитридов индия, галлия и алюминия <u>С.А. Сергеев</u> , А.И. Михайлов, О.С. Сенатов, Б.В. Сергеева	239
Применение симметричных и асимметричных схем рентгеновской дифрактометрии для исследования моно- и поли- кристаллических слоев элементов приборных структур на AlGaIn/GaN и Si <u>А.В.Лютцау</u> , К.Л.Енишерлова, Э.М.Темпер	241
Высокотемпературное формирование нитридов алюминия и титана при горении смесей диоксида титана с нанопорошком алюминия в воздухе <u>Е.В. Шинкевич</u> , Ю.А. Амелькович	243
Формирование спектров излучения гетероструктур p-GaN/n-ZnO, последовательно легированных Ce, Yb, Er <u>М.М.Мездрогина</u> , А.Я.Виноградов, М. В. Еременко, Н. В. Зайцева, Ю.А.Шафир	245
Фотолюминесценция легированных редкоземельными элементами халькогенидных полупроводников CaGa ₂ S ₄ :Pr ³⁺ и BaGa ₂ S ₄ :Eu ²⁺ , Ce ³⁺ М.С. Леоненя, Е.В. Луценко, В.Н. Павловский, Н.В. Ржеуцкий, Г.П. Яблонский, А.М. Пашаев, Б.Г. Тагиев, С.А. Абушов, О.Б. Тагиев	247
Разработка перспективных композитных люминофорных материалов на основе неорганических матриц <u>М.А. Швалева</u> , В.Е. Бугров, А.Р. Ковш, М.А. Одноблюдов, К.Д. Мынбаев, А.Е. Романов	249
Проблемы увеличения эффективности гранатных фотолюминофоров для мощных белых светодиодов Большухин В.А., Личманова В.Н, Ло Вэй Хун, <u>Социн Н.П.</u> , Д.Сун	251

Металлические маски Al и Be для травления III–N гетероструктур распылением медленными ионами кислорода А.В. Беспалов, О.Л. Голикова, Н.Н. Новицкий, <u>А.И. Стогний</u>	253
Исследование биологической совместимости пьезоэлектрических преобразователей на основе пленок AlN <u>К.А. Царик</u> , В.К. Неволин, И.И. Бобринецкий, И.А. Суетина	255
Источник атомарного азота на основе плазмы ЭЦР разряда, поддерживаемого непрерывным излучением гиротрона, для роста пленок нитридов металлов третьей группы <u>Д.А. Мансфельд</u> , А.В. Водопьянов, С.В. Голубев	257
Проводимость и радиационная стойкость сильно легированных GaN:Si эпитаксиальных структур <u>О.А.Войничовская</u> , Р.М.Руденко, Б.А.Данильченко, К.С.Журавлев, Т.В.Малин, И.В.Осинных, Д.Ю.Протасов	258
Сравнение влияния облучения электронным пучком на оптические свойства планарных структур и наностолбиков с МКЯ InGaN/GaN П.С. Вергелес, <u>Е.Б. Якимов</u> , А.Я. Поляков	260
Разработка технологии реактивно-ионного травления нитрида галлия во фторсодержащей среде <u>А.В. Желаннов</u> , О. Б. Алмазов, В.Е.Удалцов	262
Уменьшение остаточных механических напряжений в подложках GaN/сапфир за счет формирования промежуточного слоя нанокolloнок <u>Д.М. Артемьев</u> , В.Е. Бугров, М.А. Одноблюдов, А.Е. Романов	263
Об одной возможности математического моделирования диффузии неосновных носителей заряда, генерированных остро сфокусированным электронным пучком в GaN <u>А.Н. Амрастанов</u> , М.А. Степович, С.А. Гинзгеймер	265
Зарядовая нейтральность в соединениях (B, Al, Ga, In)-N: электронные свойства, поверхность, границы раздела <u>В.Н.Брудный</u> , А.В. Кособуцкий, Н.Г. Колин	267
Оптимизация структуры ультрафиолетовых светодиодов на основе твердых растворов (AlGaInN) методом имитационного моделирования М.Л.Бадгутдинов, К.С. Гришаков, <u>В.Ф. Елесин</u> , Н.И.Каргин, В.С. Пашков, М. А. Ремнев	269
Низкотемпературный транспорт носителей в светодиодах с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN <u>И.А. Прудаев</u> , О.П. Толбанов, С.С. Хлудков	271
Влияние процесса предварительной обработки поверхности AlGaIn в кислородной плазме на качество омических контактов <u>К.Л. Енишерлова</u> , А.В. Лютцау, Л.Ф. Сейдман, Э.М. Темпер, А.М. Коновалов, В.В.Пицагин	273
Исследование дислокационной структуры буферных слоев GaN методом профильного анализа рентгенодифракционных максимумов <u>Е.В. Верховцева</u> , М.В. Байдакова, П.Н. Брунков, В.В. Лундин, А.Е.Николаев, Р.В. Соколов, М.А. Яговкина, В.М. Каганер, В.С.Копп	275

NEXT GENERATION NITRIDE LASER DIODES AND SUPERLUMINESCENT DIODES

Piotr Perlin^{1,2*}

¹ Institute of High Pressure Physics, "Unipress" Warsaw, Poland

² TopGaN Ltd. Warsaw, Poland * e-mail: piotr@unipress.waw.pl

Nitride laser diodes have been first demonstrated almost 20 years ago and introduced to the mass market in the middle of first decade of this century. It is clear that this technology has reached a certain level of maturity yet it is still not comparable with sophistication of GaAs optoelectronics. However, steady progress in GaN substrate growth and the development of nitride epitaxial technologies makes today possible to think about new possibilities and new applications of GaN/InGaN based laser diodes.

We presently observe, an increasing demand for high optical power laser diodes operating in the wavelength range between 370 and 530 nm. This demand is biased by new applications like UV curing; printing or RGB sources for large optical displays. In order to construct truly high power laser diodes, nitrides technology should go along the similar (though not identical) way the arsenide devices went years ago.

Laser diode arrays including large arrays and mini-arrays belong to this class of previously tested solutions. Within this presentation I will discuss perspectives and challenges related to the construction of multi-emitters devices, demonstrating the capabilities of reaching multi-Watt range of optical powers. Pulsed electron beam pumped room temperature lasers based on InGaN/GaN MQW structure have been studied. The threshold current density of electron beam was about 40 A/cm^2 at an electron energy of



19 keV. The duration of the light pulse was $\sim 100 \text{ ns}$, the wavelength at the maximum of the line - 438 nm. The maximum peak power of about 2 W was obtained at an electron energy of 25 keV.

I will also discuss new results related to the construction of nitride based superluminescent diodes. I will show that it is presently possible to fabricate such devices of optical powers exceeding 200 mW and efficiencies comparable to these of standard Fabry-Perot laser diodes.

In the final part I will discuss the problem of long emitting devices discussing the comparison between c-plane and semipolar green emitters.

НОВОЕ ПОКОЛЕНИЕ НИТРИДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ И СУПЕРЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ДИОДОВ

П. Перлин^{1,2*}

¹ Институт физики высоких давлений "Unipress" Варшава, Польша

² TopGaN Ltd. Варшава, Польша * e-mail: piotr@unipress.waw.pl

В докладе будут представлены последние результаты по разработке и исследованию мощных лазерных и суперлюминесцентных диодов на основе нитрида галлия.

ИМПУЛЬСНЫЙ ЛАЗЕР С ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ НАКАЧКОЙ НА ОСНОВЕ КВАНТОВОРАЗМЕРНОЙ СТРУКТУРЫ InGaN/GaN

М.М. Зверев^{1}, Н.А. Гамов¹, Е.В. Жданова¹, Д.В. Перегудов¹, В.Б. Студенов¹
В.А. Курешов², А.В. Мазалов², Д.Р. Сабитов², А.А. Мармалок^{2,3}*

¹ Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики, пр. Вернадского, 78, Москва, 119454, e-mail: mzverev@mail.ru

² ОАО НИИ «Полос» им. М.Ф. Стельмаха, ул. Введенского, 3, 117342, Москва

³ МИТХТ им. М.В. Ломоносова, пр. Вернадского, 86, 119571, Москва

Метод накачки полупроводниковых лазеров электронным пучком позволяет получать световые импульсы с высокой мощностью, причем существует возможность последовательного во времени или одновременного излучения на разных длинах волн, возможность сканирования по углу диаграммой направленности излучения. Применение квантоворазмерных структур в качестве активных элементов полупроводниковых лазеров с электронно-лучевой накачкой позволило значительно улучшить их характеристики. Разработаны миниатюрные источники света в ИК и видимом диапазонах спектра [1,2]. Значения рабочей энергии электронов, требуемых для работы лазеров зеленого диапазона на основе ZnSe-содержащих структур, а также лазеров ИК диапазона на основе структур GaAs/InGaAs/AlGaAs при комнатной температуре, снижены до 4 - 10 кэВ [3,4]. В то же время лазеры с накачкой электронным пучком на основе нитридов галлия, индия и алюминия практически не исследованы. Известна лишь одна работа, в которой сообщается о получении генерации лазера с накачкой электронным пучком на основе структуры InGaN/GaN [5]. При температуре жидкого азота порог генерации лазера составил около 60 А/см² при энергии электронов 50 кэВ. При комнатной температуре образца пороговая плотность тока составила 200-300 А/см² при энергии электронов накачки 150 кэВ.

В настоящей работе сообщается о создании лазера на основе структуры InGaN/GaN с электронно-лучевой накачкой, работающего при комнатной температуре активного элемента при рабочей энергии электронного пучка до 25 кэВ. Структуры InGaN/GaN для лазеров выращивались методом МОС-гидридной эпитаксии на подложках из сапфира. Волновод структуры был образован слоями In_{0,02}Ga_{0,98}N, активная область состояла из пяти квантовых ям In_{0,17}Ga_{0,83}N, разделенных барьерами GaN. Общая толщина волновода составила около 160 нм. Толщина подложки (сапфира) равнялась 430 мкм, на ней наращивался буферный слой n-GaN толщиной 3 мкм. Использовалась поперечная схема накачки. Лазерные резонаторы изготавливались методом скалывания, отражающие покрытия на грани образцов не наносились. Для накачки использовался импульсный электронный пучок с энергией электронов до 25 кэВ при длительности около 300 нс. Частота следования импульсов составляла 1,5 Гц. Все эксперименты проводились при комнатной температуре структуры. Импульсы излучения исследуемого лазера регистрировались с помощью калиброванного коаксиального фотоэлемента ФЭК-22 и осциллографа Tektronix TDS 3032B, на котором измерялся также импульс тока электронов накачки. Для записи спектров люминесценции и генерации использовался спектрометр S100. Порог генерации определялся визуально по появлению яркой светящейся точки на торце лазерного образца.

Генерация наблюдалась при использовании электронов с энергией 18 - 25 кэВ. Изображение ближней зоны излучения лазера представлено на рис.1б. На рис.1а представлены спектр спонтанного излучения, излучаемого с торца лазерной структуры, и спектр генерации лазера. Генерация возникает на длине волны, примерно соответствующей максимуму линии катодолуминесценции. Длина волны излучения лазера равнялась 438 нм при полуширине около 2 нм. В спектре генерации кроме основной линии с длиной волны 438 нм просматриваются еще более слабые линии с длинами волн 432-438 нм; по-видимому, их происхождение связано с наличием пяти квантовых ям в активной области, слегка отличающихся по свойствам. Длительность светового импульса равнялась ~ 100 нс. Минимальное значение пороговой плотности тока составило около 40 А/см² при энергии электронов 19 кэВ и длине резонатора 1,1 мм. При энергии электронов накачки 25 кэВ максимальное значение импульсной мощности составило около 2 Вт. Заметим, что при энергии электронов 20-25 кэВ глубина их проникновения в образец составляет около 1,5 - 2 мкм. Таким образом, значительная часть энергии электронов накачки пронизывает структуру насквозь (ее толщина составляет около 0,35 мкм) и поглощается в буферном слое n-GaN. Часть энергии накачки теряется также во внешнем ограничивающем слое структуры. Снижения пороговой плотности тока и рабочей энергии электронов накачки можно достичь за счет оптимизации конструкции лазерной структуры.

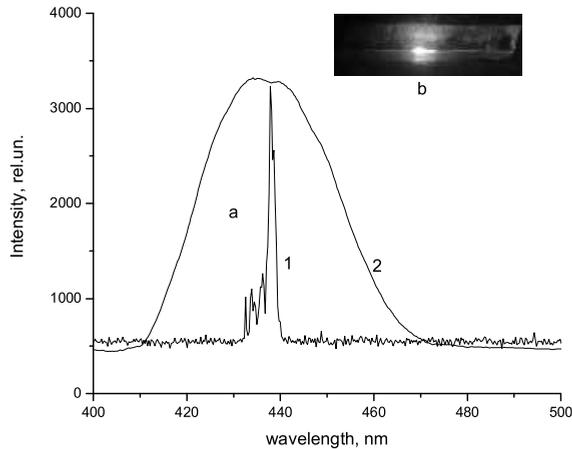


Рис.1. a. Spectra of the cathodoluminescence (2) and lasing(1). b. Near field pattern.

Таким образом, в работе исследованы параметры импульсного лазера на основе структуры InGaN/GaN с накачкой электронным пучком. Получена генерация при комнатной температуре при рабочей энергии электронов 18-25 кэВ с импульсной мощностью до 2 Вт, минимальная пороговая плотность тока пучка составила около 40 А/см². Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 13-02-00604.

- [1]. Molva E., Accomo R., et al. Appl. Phys. Lett., 62, 796 (1993).
 [2]. Herve D., Accomo R., et al. Appl. Phys. Lett., 67(15), 2144 (1995).
 [3]. Зверев М.М., Гамов Н.А., Жданова Е.В., Перегудов Д.В., Студенов В.Б., Иванов С.В., Гронин С.И., Седова И.В., Сорокин С.В., Копьев П.С. Письма в ЖТФ, 33, 24, 1 (2007).
 [4]. Гамов Н.А., Жданова Е.В., Зверев М.М., Ладугин М.А., Мармалюк А.А., Перегудов Д.В., Студенов В.Б. 8-й Белорусско-Российский семинар «Полупроводниковые лазеры и системы на их основе», Сборник статей, Минск, 136 (2011).
 [5]. V.I. Kozlovsky, A.B. Krysa, Y.K. Skyasyrsky, Y.M. Popov, A. Abare, M.P. Mack, S. Keller, U. K. Mishra, L. Coldren, Steven DenBaars, Michael D. Tiberi, T. George. MRS Internet J. Nitride Semicond. Res. 2, 38 (1997).

PULSED ELECTRON BEAM PUMPED LASER BASED ON InGaN/GaN MQW STRUCTURE

M.M. Zverev^{1}, N.A. Gamov¹, E.V. Zhdanova¹, D.V. Peregoudov¹, V.B. Studionov¹,
 V.A. Kureshov², A.B. Mazalov², D.R. Sabitov², A.A. Marmalyuk^{2,3}*

¹ Moscow State Technical University of Radio Engineering, Electronics and Automations, Moscow, 119454, Russia. e-mail: mzverev@mail.ru

² RDI Polyus, Moscow, 117342, Russia

³ Lomonosov MIFCT, Moscow, 119571, Russia

Pulsed electron beam pumped room temperature lasers based on InGaN / GaN MQW structure have been studied. The threshold current density of electron beam was about 40 A/cm² at an electron energy of 19 keV. The duration of the light pulse was ~ 100 ns, the wavelength at the maximum of the line - 438 nm. The maximum peak power of about 2 W was obtained at an electron energy of 25 keV.

ЛАЗЕРЫ С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ ИЗЛУЧЕНИЕМ InGaN ГЕТЕРОСТРУКТУР

*Е.В. Луценко**

Институт физики НАН Беларуси. Пр. Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь.
Тел. +375(017)2840419, e-mail: e.lutsenko@ifanbel.bas-net.by

В последние годы рынок твердотельных лазеров претерпел кардинальные изменения. На смену лазерам с оптической накачкой газоразрядными лампами повсеместно приходят лазеры с накачкой излучением инфракрасными полупроводниковыми лазерами, их линейками и матрицами. Это обусловлено большей надежностью таких лазеров, большим КПД, меньшими массогабаритными параметрами и т.д. Настоящий стоимостной прорыв осуществлен на рынке твердотельных и волоконных лазеров с ультракороткими импульсами за счет использования накачки полупроводниковыми лазерами ионов иттербия в различных матрицах. Однако все эти успехи относятся к лазерам, излучающим в инфракрасной области спектра. Нелинейное преобразование излучения инфракрасных твердотельных и волоконных лазеров в видимую и ультрафиолетовую область спектра сопряжено со значительными потерями, поэтому актуальными становятся вопросы разработки твердотельных лазеров с диодной накачкой, излучающих в видимом диапазоне спектра.

С другой стороны, развитие технологии роста нитридных соединений уже сейчас позволяет создавать достаточно эффективные лазеры, излучающие в фиолетовой и синей областях спектра. В настоящее время на рынке присутствуют «фиолетовые» InGaN лазерные диоды, излучающие в спектральной области 400-415 нм в непрерывном режиме с мощностью 0.5 Вт (Ornext HL400023MG [1]) и даже 1.2 Вт (Nichia NDV7375E [2]). Мощности излучения коммерчески доступных «синих» InGaN лазерных диодов, излучающих в спектральном диапазоне 435-455 нм, доходит до 2 Вт. Лазерные диоды фирмы Nichia NDB7875 в 9 мм корпусе имеют рабочую мощность излучения 1.6 Вт [2], фирмы OSRAM PL TB450 – 1.4 Вт [3]. Хотя мощности рассмотренных лазеров уступают инфракрасным лазерным диодам, однако они уже достаточны для накачки твердотельных лазерных сред.

Одним из наиболее удачных и перспективных применений InGaN лазерных диодов для накачки твердотельных лазерных сред можно считать возбуждение $Al_2O_3:Ti$ лазерным диодом, излучающим в синем диапазоне спектра, и создание на этой основе фемтосекундного осциллятора [4]. Однако только применение двух InGaN лазерных диодов для возбуждения $Al_2O_3:Ti$, позволило поднять выходную мощность осциллятора до 160 мВт ($\tau \sim 114$ фс) при применении зеркала с насыщающимся диэлектрическим зеркалом [5] (рис. 1а) и получить режим генерации с наведенной линзой Керра с мощностью осциллятора 30 мВт ($\tau \sim 15$ фс) [6] (рис. 1б). В связи с этим достаточно важным событием является создание Nichia одноваттного лазерного диода на 525 нм [7], который позволит обеспечить еще большую плотность мощности возбуждения $Al_2O_3:Ti$. Таким образом, создание мощных (3-10 Вт) инжекционных лазеров или лазерных линеек с волоконным выводом излучения, излучающих вблизи максимума спектра коэффициента поглощения $Al_2O_3:Ti$ ($\lambda = 490-510$ нм), является важной научно-технической задачей, реализация которой приведет к созданию и производству дешевых конкурентоспособных лазерных осцилляторов с ультракороткими импульсами.

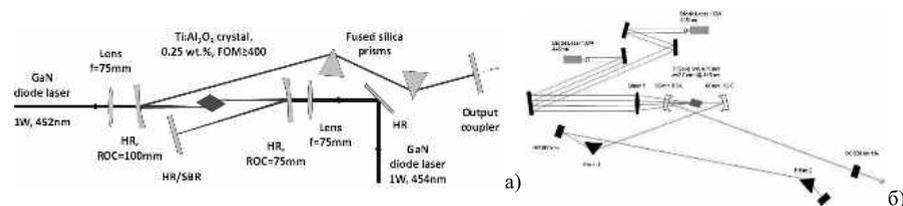


Рис. 1. Принципиальная схема лазерного осциллятора на основе $Al_2O_3:Ti^{3+}$ с накачкой излучением двух «синих» InGaN лазерных диодов, реализованная в [4] (а) и [5] (б).

Для последующего усиления ультракоротких импульсов зачастую используются регенеративные или многопроходовые усилители, для накачки которых часто используются импульсные лазеры. Для выявления возможных характеристик в импульсном режиме нами были исследованы «синие» одноваттные InGaN лазерные диоды в 5.6 мм корпусе. Накачка осуществлялась импульсами тока длительностью 100 мкс, 300 нс и 4 нс на полувысоте. Уменьшение длительности импульса накачки позволило уменьшить перегрев активной области лазерных диодов

и, соответственно, поднять их выходную мощность как минимум до 2, 4 и 10 Вт без признаков деградации. На рисунке 2а,б представлены картины ближнего поля генерации на расстоянии от выходного зеркала лазерного диода и импульсная мощность генерации от тока инжекции при возбуждении импульсами тока длительностью 200 нс.

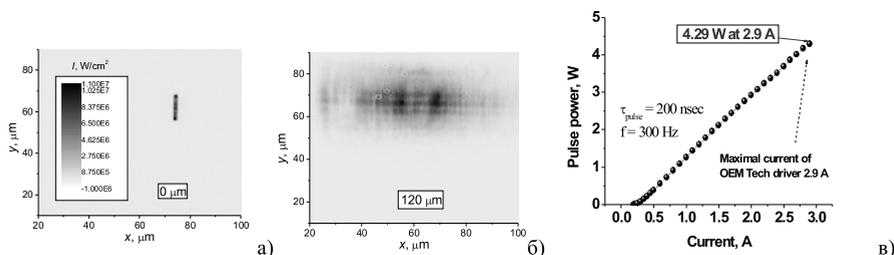


Рис. 2. Картины ближнего поля генерации на расстоянии 0 мкм (а) и 120 мкм (б) от выходного зеркала лазерного диода и импульсная мощность генерации в зависимости от тока инжекции при возбуждении импульсами тока длительностью 200 нс (в).

На основе таких InGaN лазерных диодов и гетероструктур с активной областью из вставок квантовых точек ZnCdSe в квантовую яму ZnSe, заключенную в сверхрешеточный варизонный волновод, созданы макеты микрочип-лазеров с размерами корпуса TO-18 (5.6 мм), что позволило применение только одной цилиндрической микролинзы для фокусировки возбуждающего излучения лазерного диода в направлении перпендикулярном гетероструктуре (рис. 3а). На таких микрочип-лазерах достигнуты импульсные мощности более 1 Вт в зеленой области спектра (рис. 3б). Применение в качестве активной области двух туннельно-связанных вставок квантовых точек ZnCdSe в квантовой яме ZnSe позволило даже создать микрочип-лазер, излучающий в желто-зеленой области спектра (рис. 3в), что является пока недоступной спектральной областью для инжекционных InGaN лазеров.

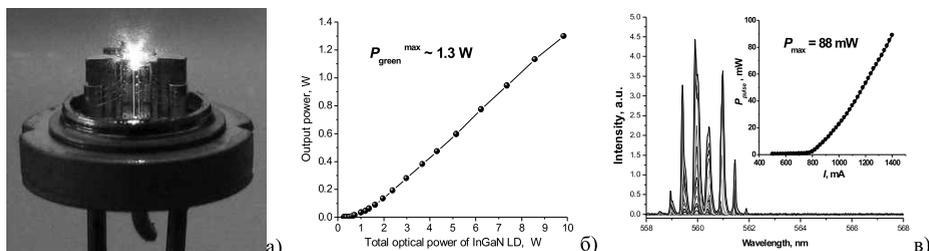


Рис. 3. Фотография микрочип-лазера (а), импульсная мощность излучения в зеленой области спектра микрочип лазера на гетероструктуре с одной вставкой квантовых точек ZnCdSe в зависимости от мощности возбуждения импульсами излучения InGaN лазера длительностью 4 нс (б), спектры (в) и импульсная мощность излучения микрочип-лазера на гетероструктуре с двумя туннельно-связанными вставками квантовых точек ZnCdSe в зависимости от тока инжекции (в, вставка).

Порог генерации гетероструктур с активной областью из одной вставки квантовых точек ZnCdSe, сформированных термической активацией, составляет порядка 1 кВт/см² [8], что в принципе позволяет осуществить оптическую накачку ZnCdSe гетероструктур излучением светодиода, как это было продемонстрировано для полимерных лазеров с порогом генерации 0.18 кВт/см² [9]. Естественно, накачка лазерных ZnCdSe гетероструктур излучением InGaN светодиодов позволит резко, до нескольких долларов понизить стоимость лазеров, излучающих в зеленой области спектра. Обсуждаются экспериментальные результаты по импульсной инжекции InGaN светодиодов, возможности и условия, необходимые создания такого типа лазеров.

Накачка активных лазерных сред излучением светодиодов актуальна с точки зрения уменьшения стоимости лазеров, стабильности их работы и более эффективного использования рабочего объема активной среды и однородности возбуждения при поперечной накачке. Развитие данного вопроса имеет более чем сорокалетнюю историю [10]. Такие среды, как Nd:YAG, Nd:glass,

Nd/Cr:YAG, сейчас успешно накачиваются даже излучением белых и синих светодиодов [11]. Однако для накачки $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}$ необходимы значительно большие плотности мощности излучения накачки вследствие малого времени жизни возбужденного состояния ($\tau \sim 3$ мкс). Такие плотности мощности излучения можно создать только при сверхплотной компоновке светодиодных чипов. Нами исследованы возможности создания излучателей с высокой плотностью излучения на основе сверхминиатюрных светодиодов Rebel Z-серии при импульсном и непрерывном возбуждении с принудительным охлаждением. Обсуждаются вопросы режимов работы излучателей, необходимых для накачки $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}$.

Кроме того, в настоящее время InGaN лазерными диодами осуществлена накачка Pr:KYF₄ ($\lambda=605.53$ нм, 642.32 нм) активных сред [12]. Применение InGaN лазерных диодов также перспективно для накачки сред с ионами самария и других лазерных сред.

- [1] http://www.oe-company.com/products/opnext/blue-violet/ode_ds_hl40023mg_rev6_2.pdf
- [2] <http://www.nichia.co.jp/en/product/laser.html>
- [3] <http://catalog.osram-os.com/catalogue/catalogue.do?act=showBookmark&favOid=0000000600003f0f00ad0023>
- [4] P.W. Roth, A.J. Maclean, D. Burns, A.J. Kemp. Optics Letters **34**, 3334-3336 (2009).
- [5] P.W. Roth, D. Burns, A.J. Kemp. Optics Express **18**, 20629-20634 (2012).
- [6] C.G. Durfee, T. Storz, J.Garlick, S.Hill, J.A. Squier, M. Kirchner, G. Taft, K. Shea, H. Kapteyn, M. Murnane, S. Backus. Optics Express **20**, 13677-13683 (2012).
- [7] Press Release “The new development of High-power Green Laser Diodes”
http://www.nichia.co.jp/en/about_nichia/2012/2012_112201.html
- [8] Будет напечатана А.Г. Войнилович, Е.В. Луценко, В.Н. Павловский, Г.П. Яблонский, С.В. Сорокин, И.В. Седова, С.В. Гронин, Г.В. Климко, С.В. Иванов. Лазерные характеристики гетероструктур с in-situ термическим отжигом квантовых точек ZnCdSe/ZnSe. Сборник статей 9-го Белорусско-Российского Семинара “Полупроводниковые лазеры и системы на их основе”. 28 - 31 мая 2013 г., Минск, Беларусь.
- [9] Y. Yang, G. A. Turnbull, I. D. Samuel. Appl. Phys. Lett. **92**, 163306 (2008).
- [10] A.R. Reinberg, L.A. Riseberg, R.M. Brown, R.W. Wacker, W.C. Holton, Appl. Phys. Lett. **19**, 11 (1971).
- [11] K. Lee, S. Bae, J.S. Gwag, J.H. Kwon, J. Yi. Journal of the Korean Physical Society **59**, 3239~3245 (2011).
- [13] B. Xu, F. Starecki, D. Pabœuf, P. Camy, J. L. Doualan, Z. P. Cai, A. Braud, R. Moncorgé, Ph. Goldner, F. Bretenaker Optics Express, Vol. 21, Issue 5, pp. 5567-5574 (2013).

LASERS PUMPED BY InGaN HETEROSTRUCTURES EMISSION

E.V. Lutsenko*

B.I. Stepanov Institute of Physics of NAS of Belarus, Nezalezhnasti Ave. 68, 220072 Minsk, Belarus,
phone +375(017)2840419, e-mail: e.lutsenko@ifanbel.bas-net.by;

An overview is given of the current status of developments in the field of solid-state lasers and dye lasers in the polymer matrix pumped by InGaN light-emitting diodes and laser diodes. We present original results on pumping of ZnCdSe heterostructures by emission of InGaN laser diodes and on the development on this basis of semiconductor lasers emitting in the green and yellow-green spectral region. The possibility of creation of light-emitting diodes for pumping of semiconductor and $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}$ lasers is discussed.

ВРЕМЯ-РАЗРЕШЕННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНТНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ СВЕТОДИОДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ InGaN/GaN-КВАНТОВЫХ ЯМ

*В.И. Олешко, С.Г.Горина**, В.И. Корепанов, В.М. Лисицын
Национальный исследовательский Томский политехнический университет,
пр. Ленина, 30, 634050, Томск,
тел. +7(3822)701777-1-2293#, e-mail: svetlana.gorina@mail.ru

Технология выращивания светодиодных структур с множественными квантовыми ямами на основе InGaN/GaN требует контроля отдельных технологических операций ростового процесса и изучения влияния дефектов собственной и примесной природы на излучательные характеристики гетероструктур. В процессе отработки технологии получения светодиодных структур появилась необходимость создания новых неразрушающих методик для их исследования и анализа.

Одним из основных методов экспресс-диагностики гетероструктур, предназначенных для создания оптоэлектронных приборов, является время-разрешенная фотолюминесценция (ФЛ) [1, 2]. Этот метод позволяет получать информацию о процессах возбуждения и излучательной релаксации центров свечения, их природе и свойствах, без знания которых невозможно совершенствовать технологию роста светоизлучающих структур. Однако этот метод позволяет изучать достаточно тонкие слои, что связано с большим коэффициентом поглощения возбуждающего излучения.

Цель настоящей работы заключается в изучении преимуществ применения высокоэнергетических сильноточных электронных пучков (СЭП) для катодолюминесцентной (КЛ) диагностики тонкопленочных светодиодных гетероструктур на основе InGaN/GaN-квантовых ям (КЯ). Одна из задач, которая ставилась в работе – получить информацию о механизме излучательной рекомбинации в КЯ InGaN/GaN на основании сравнительного анализа время-разрешенных спектров ФЛ и катодолюминесценции (КЛ) структур с одной и множественными КЯ.

Исследуемые образцы - светодиодные структуры AlGaIn/InGaN/GaN с InGaN/GaN-КЯ - были получены методом металлоорганической газофазной эпитаксии на сапфире с ориентацией [0001] в различных лабораториях. Катодолюминесценция гетероструктур возбуждалась СЭП. Эффективная энергия электронов в спектре ~ 250 кэВ, плотность энергии СЭП варьировалась в диапазоне 0,005—0,3 Дж/см², длительность импульса тока ~ 15 нс. ФЛ структур возбуждалась излучением импульсного азотного лазера ($\lambda = 337,1$ нм), работающего с частотой 10 Гц и длительностью импульса ~ 4 нс, при уровне оптического возбуждения ~ 10⁴ Вт/см². Облучение образцов и измерение КЛ и ФЛ осуществлялось со стороны гетероструктуры при температуре 300 К. Регистрация спектров с временным разрешением ~ 15 нс проводилась с помощью измерительной системы на основе дифракционного монохроматора МДР-23, фотоэлектронного умножителя ФЭУ-84 и осциллографа Tektronix DPO 3034. Интегральные (за время импульса) спектры КЛ измерялись с помощью оптоволоконного спектрометра AvaSpec-2048-2.

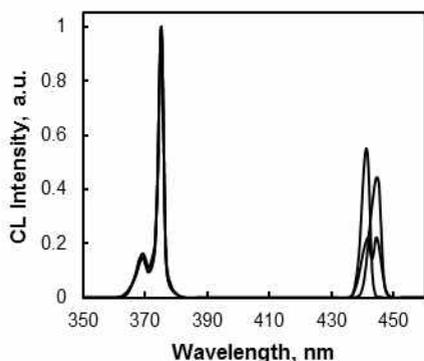


Рис.1. Спектры стимулированной люминесценции образца №1, измеренные при возбуждении СЭП ($H = 0,15$ Дж/см²) из трех различных областей гетероструктуры, нормированные на максимальный сигнал

Изучение люминесценции светодиодных гетероструктур при возбуждении СЭП показало, что в спектрах КЛ наблюдаются полосы спонтанной люминесценции эпитаксиальных слоев GaN и InGaN/GaN-КЯ. Спектральные и кинетические характеристики полос приведены нами в [3]. Установлено, что при достижении плотности энергии СЭП порогового (для данной структуры значения) в отдельных образцах наблюдается переход спонтанной КЛ InGaN/GaN-КЯ и слоев GaN в режим стимулированного излучения. Обнаружено, что спектры стимулированной КЛ в КЯ InGaN/GaN, измеренные в одном и том же образце, но в различных локальных областях различаются. На рис.1 приведены спектры стимулированной КЛ образца №1, полученные из различных зон гетероструктуры. Видно, что в спектрах КЛ наблюдается изменение положения максимума полосы люминесценции InGaN/GaN-КЯ в диапазоне 441,2—444,6 нм, полуширины - в диапазоне 19—27 мэВ, а также

появление двух перекрывающихся полос излучения с максимумами при 441,5 и 444,4 нм. При этом положение максимума полосы стимулированной КЛ слоев GaN (375,5 нм) оставалось практически неизменным.

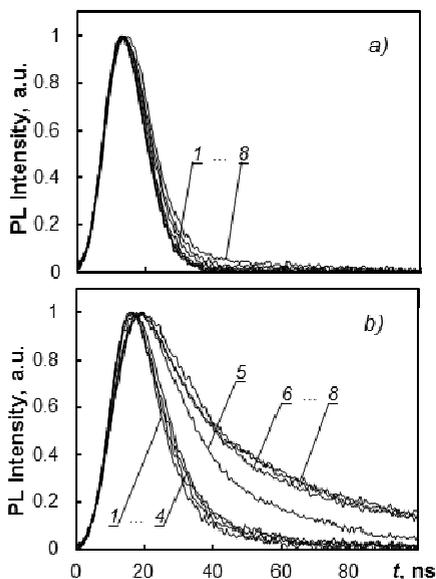


Рис.2 Кинетики затухания ФЛ образцов с одной (а) и семью (б) квантовыми ямами при длинах волн излучения: 1 – 420, 2 – 430, 3 – 440, 4 – 450, 5 – 460, 6 – 470, 7 – 480, 8 – 490 нм. ФЛ нормирована на максимальный сигнал

Исследование время-разрешенных спектров ФЛ и КЛ гетероструктур с одной и семью КЯ InGaN/GaN выявило значительные различия их спектральных и кинетических характеристик. На рис. 2 приведены кинетики затухания ФЛ образца № 2 - с одной (а) и образца № 3 - с семью (б) КЯ, измеренные на различных длинах волн. Видно, что в образце № 2 кинетика ФЛ, измеренная в различных спектральных областях полосы, практически не изменяется, а в образце № 3 наблюдается монотонное увеличение длительности импульса ФЛ в спектральной области 450—470 нм. При этом наблюдается сдвиг максимума полосы ФЛ в длинноволновую область с ростом временной задержки между максимумом лазерного импульса и моментом регистрации ФЛ. Наблюдаемые свойства время-разрешенных спектров ФЛ и КЛ образцов № 2 и № 3 могут быть объяснены проявлением донорно-акцепторной рекомбинации в исследуемых КЯ InGaN/GaN.

Для структур с одной InGaN/GaN-квантовой ямой ФЛ и КЛ реализуется за счет рекомбинации между близкорасположенными донорными и акцепторными центрами, локализованными в пределах одной квантовой ямы. В структурах с множественными InGaN/GaN-квантовыми ямами реализуется рекомбинация между центрами, локализованными в различных квантовых ямах.

- [1] C.-K. Sun, T.-L. Chiu, S. Keller, G. Wang, M. S. Minsky, S. P. DenBaars, J. E. Bowers. Appl. Phys. Lett., **71**, 425 (1997).
- [2] А.В. Андрианов, В.Ю. Некрасов, Н.М. Шмидт, Е.Е. Заварин, А.С. Усиков, Н.Н. Зиновьев, М.Н. Ткачук. ФТП. **36** (6), 679 (2002).
- [3] В.И. Олешко, С.Г. Горина, В.И. Корепанов, В.М. Лисицын, И.А. Прудаев, О.П. Толбанов. Изв. Вузов. Физика. **56** (1), 55 (2013).

TIME-RESOLVED LUMINESCENT SPECTROSCOPY OF LED HETEROSTRUCTURES BASED ON InGaN/GaN-QUANTUM WELLS

V.I. Oleshko, S.G. Gorina, V.I. Korepanov, V.M. Lisitsyn*

National Research Tomsk Polytechnic University, Lenin Avenue, 30, 634050, Tomsk,
phone: +7(3822)701777-1-2293#, e-mail: svetlana.gorina@mail.ru

This paper studies the spectral and kinetic characteristics of photo- and cathodoluminescence of LED heterostructures based on InGaN/GaN-quantum wells by time-resolved spectroscopy. The applicability and benefits of high-current electron beam for luminescent diagnostics of LED heterostructures are shown. The distinctive features of the method are the homogeneous excitation of all LED structure layers and to obtain information on the quality of heterostructures as a whole. The differences in the spectral and kinetic characteristics of photo- and cathodoluminescence of heterostructures with one and seven quantum wells are explained in terms of the model of three-dimensional donor-acceptor recombination.

АНАЛИТИЧЕСКАЯ И ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛИ ДЛЯ AlGaIn/GaN СВЕТОДИОДА СО СТРУКТУРИРОВАННЫМ P-ЭЛЕКТРОДОМ

И.И. Хмырова¹, Ю.В. Холопова^{2}, Е.А. Полушкин², А.В. Ковальчук², В.Е. Земляков³, С. Томиока¹, Т. Хасегава¹, А. Кониши¹, Н. Ватанабе¹, С.Ю. Шановал².*

¹ Университет Айзу, Фукусима, 965-8580, Айзу-Вакаматсу, Япония;

² ИПТМ РАН, ул. Академика Осипьяна, д. 6, 142432, Черноголовка, тел. +7(496)5244141 e-mail: jvkh@iptm.ru;

³ МИЭТ, проезд 4806, д. 5, 124498, Зеленоград, Москва;

Увеличение внешней квантовой эффективности в светодиодах имеет первостепенное значение ввиду их быстро растущего числа применений в бытовом и промышленном освещении. В светодиодах с выходом света через верхнюю поверхность значительная доля света, сгенерированного под сплошным металлическим контактом не может быть выведена из кристалла. Чтобы преодолеть эффект экранирования света верхним сплошным металлическим электродом, разработаны различные методы такие как: формирование слоя растекания тока, структурирование верхнего полупроводникового контактного слоя или сапфировой подложки, сочетание структурированной сапфировой подложки и металлического электрода, и другие методы.

Так, в работе [1] показано, что структурирование одного только металлического р-электрода может являться решением задачи по увеличению внешней квантовой эффективности. AlGaIn/InGaIn/GaN светодиод, изготовленный с металлическим электродом в виде сетки показывает превосходное увеличение эффективности [1]. Для объяснения закономерности увеличения выхода света в таком светодиоде, обусловленного структурированием его верхнего металлического электрода в виде сетки проведено аналитическое исследование.

В этом докладе мы представляем аналитическую и численную модели для светодиодного чипа со структурированным верхним металлическим р-электродом, схематически изображённым на рисунке 1(а). Бипланарная конфигурация, использованная в расчётной модели, показана на рисунке 1(б). Окантовочный профиль электрического потенциала, созданный за счёт структурированного электрода, может в результате обеспечить инжекцию тока и генерацию света в активной области светодиодного чипа не только под металлическими элементами контакта, но и в не покрытых металлом частях. Сгенерированный свет может быть выведен через открытые участки сетки контакта.

Техника конформного отображения применена для расчета распределения электрического потенциала в элементарной ячейке сетчатого электрода. Пространственная неоднородность электрического потенциала и инжектированного тока в результате приводит к пространственной неоднородности распределения интенсивности генерируемого света вдоль активной области.

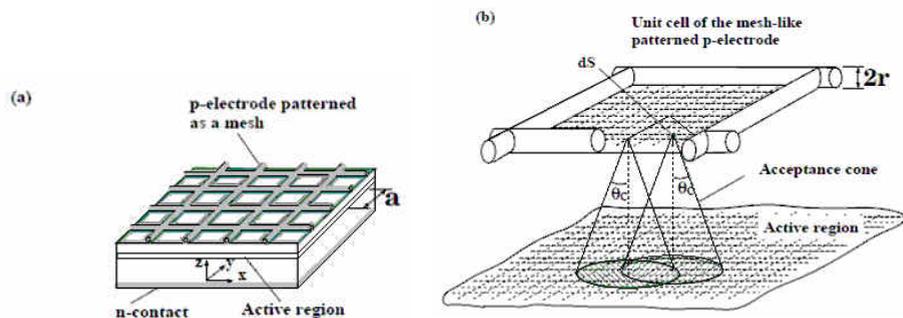


Рис.1. (а) Схематическое изображение светодиодного чипа с сетчатым р-электродом. (б) Бипланарная конфигурация, использованная в расчётной модели, включает в себя элементарную ячейку сетчатого электрода и плоскость активной области.

Мы разработали численный алгоритм для моделирования интенсивности или мощности света, генерируемого при неоднородной инжекции тока и выводимого через открытые участки в сетчатом контакте. В расчётах учтено полное внутреннее отражение, угловая зависимость отражения и прохождения света через границу раздела полупроводник-воздух. Изложенные модели могут быть использованы в оптимизации конструкции светодиодов.

Работа выполнена в рамках темы НИР ИПТМ РАН «Исследование физических основ и разработка технологии элементной базы сенсорной и СВЧ электроники» № 01.2.007.00834.

[1] S. Shapoval, M. Barabanenkov, V. Sirotkin, et al., High efficiency LED with optoelectrically optimized p-contact. Proc. of WOCSDICE 2007. (Venice, Italy, 2007/05/20 – 23). pp. 29-30.

ANALITICAL AND NUMERICAL MODELS FOR AlGaN/InGaN/GaN LIGHT-EMITTING DIODE WITH THE PATTERNED P-ELECTRODE

L. Khmyrova¹, Yu. Kholopova^{2*}, E. Polushkin², A. Kovalchuk², V. Zemlyakov³, S. Tomioka¹, T. Hasegawa¹, A. Konishi¹, N. Watanabe¹, and S. Shapoval²

¹ University of Aizu, Aizu-Wakamatsu, Fukushima, 965-8580, Japan,

² Institute of Microelectronics Technology RAS, Academician Ossipyan St., 6, 142432 Chernogolovka
phone +7(496)5244141 e-mail: jvkh@iptm.ru;

³ National Research University of Electronic Technology, Passage 4806, 5, 124498, Zelenograd, Moscow,

Patterning of the top metal p-electrode has been proposed as one of the solutions to the light extraction problem in the LEDs with light extraction via top surface. AlGaN/InGaN/GaN LED fabricated with the p-electrode patterned as a mesh has revealed an excellent output performance. In this paper we present analytical and numerical models for the LEDs with patterned top metal p-electrode. Conformal mapping technique has been used to calculate the distributions of the electric potential. The spatial nonuniformity of the electric potential and injected current results, spatially nonuniform distribution of the generated light intensity in the active region are presented. Total internal reflection and angular-dependent light reflection and transmission at the semiconductor-air interface are taken into account.

That is demonstrated that an electric potential profile created by the patterned electrode may result in current injection and light generation in the LED active region beneath the metal contact elements and in its uncovered parts as well. The generated light can be extracted via the openings in the contact pattern. The developed models will be used in optimization of the LEDs under the consideration.

AlGaInN СВЕТОДИОДЫ С ВНЕШНЕЙ КВАНТОВОЙ ЭФФЕКТИВНОСТЬЮ 60%

Д.А. Закгейм^{1,2}, Д.А. Бауман³*

¹Физико-Технический Институт им.А.Ф.Иоффе РАН. Политехническая ул. 26, 194021 С.-Петербург
тел. +7(812)2927369, e-mail: mitya@quantum.ioffe.ru

² ЗАО “Эпи-Центр”. Пр. Энгельса 27, 194156 С.-Петербург

³ ЗАО “Светлана-Оптоэлектроника”. Пр. Энгельса 27, 194156 С.-Петербург

В последние года светодиоды на основе полупроводниковых соединений AlGaInN становятся серьезной альтернативой традиционным источникам света. Для того, чтобы такие приборы с успехом заменили широко распространенные на сегодняшний момент люминесцентные лампы, их эффективность должна составлять не менее 120 Lm/W. Это, в свою очередь, означает, что AlGaInN светодиод синего диапазона, являющийся основой белого, должен обладать эффективностью более 60%. Для достижения таких значений эффективности необходимо решить две основные физические проблемы. Первая – это так называемый “efficiency droop”, т.е. существенное падение эффективности светодиода с ростом тока накачки. Вторая – это полное внутреннее отражение сгенерированного светового излучения внутри светодиодного кристалла, препятствующее его выходу наружу. В этой работе мы освещаем наши последние достижения в двух перечисленных направлениях, позволившие нам изготовить высокоэффективные AlGaInN флип-чип светодиоды методом MOCVD.

Проблема падения эффективности с ростом тока накачки широко обсуждается в литературе все последние годы. В наших недавних работах [1] мы показали, что основной физической причиной такого падения является безизлучательная Оже-рекомбинация, которая начинает доминировать над излучательной при высоких концентрациях носителей в активной области светодиодной гетероструктуры. Для снижения концентрации носителей, и, следовательно, роли Оже-рекомбинации мы предложили использовать в качестве активной области короткопериодную сверхрешетку InGaN/GaN. Параметры этой сверхрешетки были тщательно оптимизированы на основе результатов численного моделирования выполненного с помощью коммерческого пакета SiLENSE 5.1. Этот пакет позволяет производить расчет диффузионно-дрейфовых токов и скоростей рекомбинации носителей заряда в AlInGaN гетероструктуре с учетом квантово-механических эффектов. Основными параметрами активной области, требующими оптимизации, являются число квантовых ям в сверхрешетке, а также толщины ям и барьеров. Исследования показали, что при уменьшении толщины барьеров до 2-2.5 нм, инжектируемые носители заряда свободно перераспределяются между квантовыми ямами активной области, что приводит к существенному снижению их концентрации при фиксированной плотности тока накачки, и, следовательно, к снижению доли Оже-рекомбинации по отношению к излучательной рекомбинации.

Для решения проблемы низкой эффективности вывода света из светодиодного кристалла мы использовали в качестве подложек для роста гетероструктур профилированный сапфир. При этом была проведена работа по поиску оптимального, с точки зрения эффективности вывода света, рельефа поверхности подложки. Оптимизация проводилась на основе результатов численного моделирования методом трассировки лучей. С помощью моделирования было продемонстрировано, что важнейшим параметром, лимитирующим эффективность вывода света из светодиодного кристалла большой мощности, изготовленного на подложке из профилированного сапфира, является коэффициент отражения металлических контактов. Так, для достижения значений эффективности вывода света более 80%, необходимо, чтобы коэффициент отражения контактных площадок составлял не менее 95%. В связи с этим, нами была разработана технология нанесения контактов, отвечающих подобным требованиям, на основе тонких прозрачных пленок ITO и толстых высокоотражающих слоев серебра.

Изготовленные светодиодные кристаллы с площадью активной области 1 мм² монтировались на кремниевые подкристалльные платы методом флип-чип монтажа и корпусировались. Также на их основе изготавливались белые светодиоды с использованием коммерчески доступного люминофора. Были получены следующие параметры приборов. Синие светодиоды (450 нм) обладали максимальной внешней квантовой эффективностью 58.5%, эффективность на рабочем токе 350 mA составила 54%. Характеристики светодиодов приведены на рисунке. На белых светодиодах были получены значения эффективности 126 Lm/W и 102 Lm/W в максимуме и на рабочем токе, соответственно.

[1] D.A.Zakheim, A.S.Pavluchenko, D.A.Bauman et.al., Phys. Stat. Sol. A, v.209, p.456 (2012)

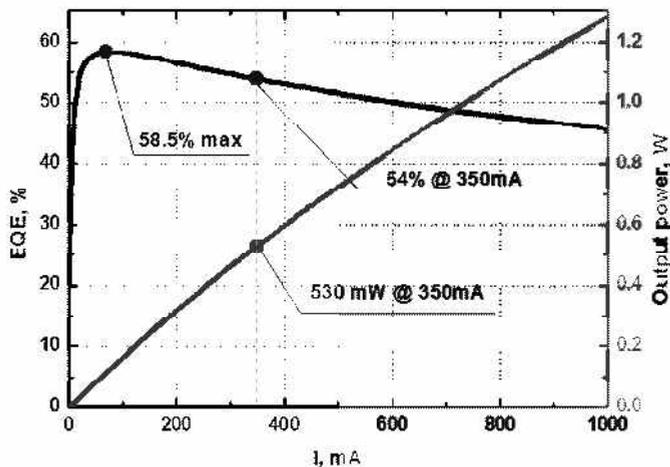


Рис.1. Зависимость внешнего квантового выхода и выходной оптической мощности синих AlGaInN светодиодов от тока накачки.

AlGaInN BLUE LIGHT EMITTING DIODES WITH EXTERNAL QUANTUM EFFICIENCY 60%

D.A. Zakheim^{1,2}, D.A. Bauman³*

¹A.F.Ioffe Physico-Technical Institute. Polytechnicheskaya 26, 194021 St.-Petersburg
tel. +7(812)2927369, e-mail: mitya@quantum.ioffe.ru

²JSC "Epi-Center". Engelsa 27, 194156 St.-Petersburg

³JSC "Svetlana-Optoelectronics". Engelsa 27, 194156 St.-Petersburg

In this work we report on the fabrication of efficient high power blue AlGaInN light emitting diodes. The LEDs demonstrate 58.5% external quantum efficiency and very weak efficiency droop. This result has been obtained in two main steps. First is the optimization of LED heterostructure active region by means of implementation of short period InGaN/GaN superlattice. Second is the utilization of patterned sapphire as a substrate for MOCVD epitaxy, which has allowed us to substantially increase the light extraction efficiency.

МОНОЛИТНЫЙ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЙ КОНВЕРТЕР ДЛЯ БЕЛОИЗЛУЧАЮЩИХ МОЩНЫХ СВЕТОДИОДОВ

*Анкин П.А.¹, Архипов М.А.², Смирнова С.А.², Сошин Н.П.³ **

ОАО «Росат», ЗАО «Минерал», ОАО «НИИ Платан»

В промышленных масштабах производства белых светодиодов (БСД) обычно используются композиционные конвертеры, состоящие из зерен порошкового фотолуминофора (ФЛ), распределенных в объеме связующего полимера, такого как кремнийорганика или эпоксидная смола. Подобные конвертеры располагаются либо непосредственно на излучающих поверхностях нитридной гетероструктуры InGaN, имея с ними тепловой и оптический контакты, либо вблизи кристалла с сохранением преимущественно только фотонного взаимодействия. Достоинства и недостатки порошковых конвертеров подробно описаны. Главным их достоинством является простота и низкая стоимость изготовления, основными недостатками – низкий выход излучения вследствие многократного оптического межзеренного рассеяния и значительного температурного перегрева.

Поэтому в мощных БСД конвертер из порошковых ФЛ пытаются заменить на компактные с большей теплопроводностью. Получают распространение литиевые конвертеры из тонких поликарбонатных пленок ФЛ или прессованные конвертеры из оптической керамики. Выход внешнего излучения для таких конструкций близок к 75-90% от порошковых композитов.

В 2012 году было предложено использовать в белых СД монокристаллические конвертеры на основе иттрий-алюминиевых гранатов ($Y_{3-x}Al_5O_{12}$). Эти монокристаллы, активированные тербием, в 80-90 годах широко использовались в электронно-лучевых и оптических приборах, имея очень высокое преимущество по разрешающей способности излучающего узла.

В настоящем докладе описываются варианты создания люминесцентных конвертеров для БСД из монокристаллического граната состава ($Y_{3-x}Al_5O_{12}$), где x - Gd, Lu и Ce. Монокристаллы граната выращивались методом направленной горизонтальной кристаллизации в вакууме при температуре около 2000 °С. Монокристалл после кристаллографического ориентирования в плоскости (111) разрезался на заготовки толщиной до 0.1 мм, которые, по нашим данным, имеют максимальную яркость свечения. После этого, излучающая пластина из граната приваривалась к коническому светосборнику БСД либо другой крепежной детали, где облучалась коротковолновым светом нитридного гетероперехода. Преимуществом нового вида конвертера является возможность точного оптического определения его параметров до постановки детали в приборный узел. По нашим данным при легировании иттрий-алюминиевого граната гадолинием фотолуминесценцию, вызванную внутренними переходами в 5d-4f электронной конфигурации иона Ce^{3+} можно наблюдать при возбуждении монокристалла синим светом от 445 до 470 нанометров. По основанию спектр излучения Гауссова вида располагается от 490 нанометров, что указывает на аномально небольшой Стоксов сдвиг в излучении и отсутствие радиационных потерь в поглощении. При увеличенной до 0.3 мм толщине монокристаллического конвертера, световой выход излучения, измеряемый в светотехническом шаре, может быть очень высоким, до 160-170 лм/Вт, однако уменьшается до значения 100-120 лм/Вт при уменьшении толщины. Спектральный люмен-эквивалент излучения монокристаллического конвертера составляет от 440 до 480 лм/Вт, однако полезная доля этого излучения существенно снижается вследствие волноводного распространения излучения поперек плоскости возбуждения. Для устранения этого нежелательного явления фронтальные плоскости монокристаллического диска просветлялись, тогда как торцевые грани снабжались зеркальными отражателями света.

Конвертер в линейном режиме обеспечивал свечение при изменении мощности возбуждения в 50-200 раз и более с достижением оптической яркости свечения в точке свьше $5 \cdot 10^6$ кд/м². Благодаря высокой оптической прозрачности квантовый выход люминесценции выращенных монокристаллов превышает значение 0.95, что существенно выше, чем у всех известных компактных монокристаллических конвертеров путем изменения состава катионной и анионной подрешеток кристалла. Благодаря современной технологии выращивания и обработки монокристаллов увеличение стоимости приборов не будет превышать 3-5% при десятикратном увеличении яркости свечения при интенсивном возбуждении.

THE MONOLITHIC SINGLE-CRYSTALL CONVERTER FOR POWERFUL WHITE LIGHT-EMITTING DIODE

Anikin P.A.¹, Arkhipov M.A.², Smirnova S.A.², Soshchin N.P.^{3}*

Open Stock Company «Rosat», «Mineral»Ltd, Open Stock Company «NII Platan»

The monolithic single-crystal converter for high power white light-emitting diode was manufactured by processing Ce, Gd doped YAG single crystal ingot grown by horizontal directional solidification method.

Ce, Gd doped YAG single crystal converters were done in the form of thin plates, optical and color parameters of the said converters are determined.

УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫЕ СВЕТОДИОДЫ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР GaN/AlGaN, ВЫРАЩЕННЫЕ МЕТОДОМ ХЛОРИДНО-ГИДРИДНОЙ ЭПИТАКСИИ: ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОЧИХ ХАРАКТЕРИСТИК

С.Ю. Курин^{1}, А.А. Антипов¹, А.Д. Роенков¹, И.С. Бараи¹, С.А. Тарасов², Е.А. Менькович²,
Х. Хелава³, Б.П. Папченко⁴, Ю.Н. Макаров^{1,3}*

¹ООО “Группа компаний “Нитридные кристаллы”, пр. Энгельса, д. 27, 194156, Санкт-Петербург, Россия, тел. +710 812 603 26 56, e-mail: sergey.kurin@nitride-crystals.com;

²Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет “ЛЭТИ” им. В.И. Ульянова (Ленина)”, ул. Профессора Попова, д. 5, 197376, Санкт-Петербург, Россия;

³Nitride Crystals Inc., 181 E Industry Court, Suite B, Deer Park, NY 11729, USA;

⁴Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Кронверкский пр. 49, 197101, Санкт-Петербург, Россия

Основными проблемами создания полупроводниковых ультрафиолетовых (УФ) светодиодов с высокими техническими характеристиками (низкой потребляемой мощностью, длительным сроком службы и высоким КПД) является низкое качество эпитаксиальных гетероструктур GaN/AlGaN. Они, как правило, имеют высокую плотность структурных дефектов. Их наличие вызывает относительно высокий самонагрев активной области при протекании через излучающий кристалл токов больших плотностей. Повышение температуры приводит к увеличению вероятности безызлучательных переходов и существенно снижает мощность излучения. Кроме того, этот процесс приводит к делокализации кластеров примеси, что уменьшает фактический срок службы прибора.

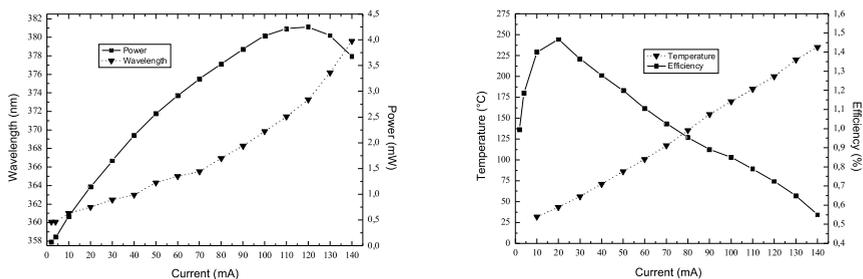
Для решения вышеуказанных проблем в работе предложены конструкция гетероструктуры УФ светодиода, которая позволяет обеспечить стабильную работу УФ светодиода при высоких плотностях тока, а также технология ее создания на основе метода хлоридно-гидридной эпитаксии (CHVPE, ХГЭ). ХГЭ обладает рядом технологических преимуществ перед технологией эпитаксии из металлоорганических соединений (MOCVD, МОГФЭ) [1]. Прежде всего, это широкий диапазон регулирования скоростей роста эпитаксиальных слоев (1–150 мкм/ч) и возможность их выращивания без необходимости использования низкотемпературного буферного слоя. Важной особенностью метода является возможность потенциального увеличения оптической мощности излучения и эффективности УФ светодиодов вследствие низкой концентрации фоновых примесей в эпитаксиальных слоях гетероструктур. Кроме того, технология ХГЭ, в отличие от МОГФЭ, позволяет существенно снизить себестоимость производства гетероструктур полупроводниковых приборов за счет значительного уменьшения потребления газовых реагентов, высокой скорости роста, сокращения продолжительности ростового процесса, снижения капитальных затрат на оборудование.

В работе было проведено исследование оптических и электрических характеристик УФ светодиодов с пиковой длиной волны 360–365 нм. Исследование экспериментальных образцов проводилось при помощи разработанной авторами автоматизированной тест-системы комплексной диагностики основных характеристик светодиодов и светодиодных изделий [2]. Система позволяет исследовать все основные характеристики и параметры светодиодов и изделий на их основе и определять температуру активной области гетероструктур. Важнейшей особенностью тест-системы является возможность быстрого определения температуры активной области кристалла светодиода, базирующаяся на использовании запатентованной неразрушающей методики. Точность и максимальное ускорение работы тест-системы обеспечивается написанным в среде LabView специализированным программным обеспечением.

Исследованные чипы УФ светодиодов (размеры: $0,31 \times 0,31$ мм²) продемонстрировали достаточно высокие значения выходной оптической мощности (Рис. 1, а). При рабочем токе (20 мА) она составила порядка 1 мВт и достигла максимального значения 4,2 мВт при токе 120 мА. Отклонение ватт-амперной характеристики от линейности наблюдалось при токах более 30 мА. Основное внимание было уделено влиянию протекания прямого тока через структуру на величину температуры ее активной области. Было установлено, что температура р-п перехода (T_j) при рабочем токе составила 43°C (Рис. 1, б), что уже превышает значения, характерные для излучателей на основе InGaN. При пропускании тока более 60 мА T_j превысила 100°C. И далее температура нелинейно возрастала. Было показано, что именно самонагрев является основной причиной снижения мощности излучения полученных структур. УФ светодиоды продемонстрировали свою работоспособность в непрерывном режиме возбуждения вплоть до значений прямого тока 135 мА. Максимальный КПД соответствовал рабочему току и составил примерно 1,5% (Рис. 1, б). При

100 мА КПД снижался примерно в два раза. Исследование процессов деградации показало, что ожидаемый срок службы УФ светодиодов превышает несколько тысяч часов.

Указанные характеристики экспериментальных образцов можно считать сопоставимыми с характеристиками современных промышленно производимых ультрафиолетовых светодиодов [3]. С учетом разнообразных возможных применений ультрафиолетовых светодиодов 360-365 нм, включающих обеззараживающие воздействия [4], в том числе, очистку воздуха [5], инициацию химических реакций в высокоэнергетических веществах [6], коммерциализацию результатов работы следует считать перспективной.



(a) (b)
 Рис. 1. Ватт-амперная характеристика и зависимость длины волны УФ светодиода в максимуме спектральной характеристики от прямого тока (а). Зависимость КПД и температуры активной области УФ светодиода от прямого тока (б).

[1] S. Kurin, A. Antipov, I. Barash, A. Roenkov, H. Helava, S. Tarasov, E. Menkovich, I. Lamkin, Y. Makarov. Phys. Status Solidi C, **10** (3), 289. (2013).
 [2] Е.А. Менкович, Известия СПбГЭТУ «ЛЭТИ», **10**, 17. (2012).
 [3] <http://nichia-rus.ru/product/uvled.html>
 [4] J. Li, K. Hirota, H. Yumoto, T. Matsuo, Y. Miyake, T. Ichikawa. Journal of Applied Microbiology, **109** (6), 2183–2190 (2010).
 [5] <http://www.formatex.info/microbiology2/1595-1600.pdf>
 [6] <http://www.sumobrain.com/patents/wipo/Method-blasting/WO2011140549.html>

ULTRAVIOLET LIGHT EMITTING DIODES BASED ON GaN/AlGaN HETEROSTRUCTURES GROWN BY CHLORIDE-HYDRIDE VAPOUR PHASE EPITAXY: PERFORMANCE STUDY

S Yu Kurin^{1*}, A.A. Antipov¹, A.D. Roenkov¹, I.S. Barash¹, S. A. Tarasov², E A Menkovich², H. Helava³, B.P. Papchenko⁴, Yu. N. Makarov^{1,2}

¹Nitride Crystals Ltd., 27 Engels Ave., 194156, St. Petersburg, Russia, phone. +710 812 603 26 56, e-mail: sergey.kurin@nitride-crystals.com;

²Saint-Petersburg Electrotechnical University “LETI”, 5 Prof. Popov Str., 197376, St. Petersburg, Russia;

³Nitride Crystals Inc., 181 E Industry Court, Suite B, Deer Park, NY 11729, USA;

⁴National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, 49 Kronverkskiy Ave., 197101, St. Petersburg, Russia

The paper presents the results of the development of ultraviolet light-emitting diodes (UV LEDs) based on GaN/AlGaN heterostructures grown on Al₂O₃ (0001) substrates by hydride vapor phase epitaxy (CHVPE). The peak wavelengths were in the range of 360-365 nm. At operating current (20 mA) the UV LED dies revealed an output power and WPE of 1,14 mW and 1,46%, respectively. The degradation tests of the samples showed the lifetime exceeding several thousand hours at operating current.

ОПТИМИЗАЦИЯ КОМБИНАЦИИ КРИСТАЛЛА И ЛЮМИНОФОРА ДЛЯ БЕЛЫХ СВЕТОДИОДОВ

Н.А.Гальчина¹, Л.М.Коган¹, Н.П.Социн², А.Н.Туркин^{3}*

¹ ООО «НПЦ ОЭП «ОПТЭЛ»», 105187, Москва, Щербаковская ул., д. 53, npcntel@mail.ru

² ООО НПК «Люминофор», 141190, г. Фрязино, inpec@mail.ru

³ Физический факультет МГУ, Ленинские горы, 119991, г. Москва, andrey@turkin.su

Данная работа посвящена поиску максимального спектрального соответствия излучения кристалла и спектра возбуждения люминофора (ЛФ). Использовались кристаллы фирмы «SemiLEDs» типа EV-B45S размером 1,2 x 1,2 мм с мощностью излучения более 600 мВт (данные производителя). В сравнительном эксперименте использовались кристаллы с длиной волны излучения 447,5 – 450 нм (партия А) и 452,5 – 455 нм (партия Б).

Используемый люминофор (ЛФ) был создан на основе модифицированных алюминатных соединений со структурой граната [1]. Кристалл размещался на печатной плате с Al основой. Вокруг кристалла располагался отражатель. Отражатель заполнялся прозрачным силиконом с показателем преломления 1,53-1,54, который содержал ЛФ, причем ЛФ был удален от кристалла [2]. Оптические параметры измерялись фотометрическим шаром, откалиброванным средством измерения, проверенным ВНИИОФИ.

Полученные результаты приведены в таблице.

Использованные кристаллы	Партия ЛФ	Отношение фотоответа после нанесения ЛФ к исходному фотоответу кристалла
Партия А	ВУ-102Ф	4,51; 4,54; 4,59; 4,57
	Л-16	4,31
	№22	4,34; 4,44
Партия Б	ВУ-102А	3,97; 3,99; 4,06; 4,09
	Л-16	3,93
	№22	3,94; 3,97

Как видим, отношение фотоответа при использовании кристаллов партии А (447,5 – 450 нм) на 10-13% выше, чем отношение фотоответа при использовании кристаллов партии Б (452,5 – 455 нм).

Изготовленные светодиоды СД из кристаллов партии А имели световой поток в среднем на 5% более высокий, чем в случае использования кристаллов партии Б. Лучшие образцы СД, изготовленных из кристаллов партии А, имели световой поток при токе 350 мА до $F=144,5$ и световую отдачу до $\eta=137,5$ лм/Вт. При токе 50 мА световая отдача достигала 170 лм/Вт.

Сила света составила 42 кд при токе 350 мА и 96 кд при токе 1А. Угол излучения $2\Theta_{0,5}$ составил 120 ± 15 град. Коррелированная цветовая температура составила 4800-4900К. Координаты цветности по МКО 1931 составили $X=0,354$, $Y=0,397$. Зависимости F и η от прямого тока J представлены на рисунке 1.

[1] Н.А.Гальчина, А.Л.Гофштейн-Гардт, Л.М.Коган, Н.П.Социн. Мощные белые светодиоды со световой отдачей до 120 лм/Вт и изделия на их основе. Светотехника 2010, №3, стр. 51-53.

[2] Патент РФ на изобретение №2416841. Конструкция светодиода с люминофором. Н.А. Гальчина, Л.М. Коган.

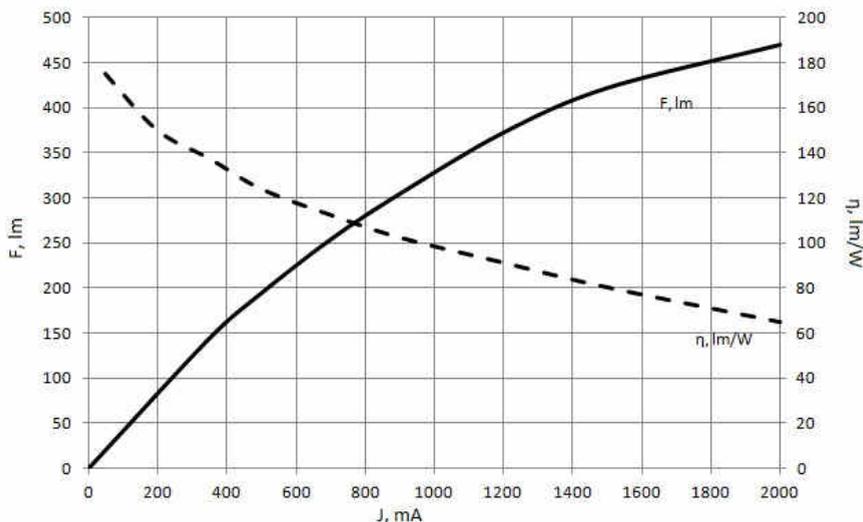


Рисунок 1. Зависимости светового потока (F) и световой отдачи (η) от прямого тока (J).

OPTIMISATION OF LUMINOPHOR AND CHIP COMBINATION FOR WHITE LED

N.A. Galchina,¹ L.M. Kogan,¹ N.P. Soshin,² A.N. Turkin³

¹ «SMC «OPTEL», 53, Shcherbakovskaya str. 105187, Moscow, npcontel@mail.ru

² «Luminophor», 141190, Fryazino, inpec@mail.ru

³ MSU Physics Faculty, Leninskie Gory, 119991, Moscow, andrey@turkin.su

This work deals with finding maximal spectral accordance for chip emission and excitation spectrum of luminophor. Chips, used in this study, were produced by SemiLEDs company, type EV-B45S, with dimensions 1,2x1,2, max output of 600 mW (Manufacturer data). In comparative analyses chips were used with emission wavelength of 447,5 – 450 nm and 452,5 – 455 nm.

Light intensity is 42 cd at a current 350 mA and 96 cd at a current 1 A. Light distribution angle $2\Theta_{0,5}$ is 120 ± 15 deg. Correlated color temperature is 4800-4900K. Color coordinates according to CEI 1931 are following: $X=0,354$, $Y=0,397$.

КОМПОЗИТНЫЕ InAlN/GaN/InGaN ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ

*А.Ф. Цацульников¹, В.В. Лундин¹, Е.Е. Заварин¹, А.Е. Николаев¹, А.В. Сахаров¹, М.М. Розжавская¹,
С.О. Усов¹, П.Н. Брунков¹, М.А. Сипицын¹, Д.В. Давыдов¹, Н.А. Черкашин²*

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая 26, 194021, Санкт-Петербург,

тел. +7(812)2973182, e-mail: andrew@beam.ioffe.ru;

²CEMES- CNRS, 31055, Toulouse, France

Одной из основных проблем, ограничивающих эффективность III-N светодиодов на основе InGaN/GaN активной области при увеличении длины волны излучения, является высокая плотность дефектов в эпитаксиальных структурах, что обусловлено рассогласованием параметров кристаллической решетки InGaN и GaN. Одним из способов преодоления падения эффективности излучения с увеличением состава по индию является формирование в активной области массива изолированных InGaN островков, которые ограничивают транспорт носителей. В этом случае вероятность захвата носителей центрами безизлучательной рекомбинации уменьшается, что позволяет увеличить эффективность излучения. В данной работе исследован способ получения изолированных островков InGaN путем осаждения тонкого слоя InGaN на поверхность InAlN островков, имеющих большую, по сравнению с InGaN, ширину запрещенной зоны.

На Рис. 1 приведены изображения, полученные атомно-силовой микроскопией (АСМ), слоев InAlN, имеющие различную толщину, из которых видно формирование островков. Латеральные размеры островков во всех структурах составляют 20-30 нм, а высота и плотность островков зависят от толщины слоя InAlN. Для структуры с 4 нм InAlN (Рис. 1а) высота островков находится в диапазоне 1-2 нм и их плотность составляет $\sim 8 \times 10^9$ см⁻². В структурах со слоем InAlN толщиной 9 и 20 нм наблюдается увеличение плотности островков до $\sim 7-8 \times 10^{10}$ см⁻² при значениях высоты островков 2-4 нм. Для изучения способов контроля структурных параметров островков InAlN было исследовано влияние прерываний в водород-содержащей атмосфере при росте InAlN. В образце, содержащем 20 нм слой InAlN, при росте которого через равные промежутки времени были проведены четыре прерывания длительностью 16 сек. и потоком водорода 200 см³/сек, наблюдается уменьшение размеров островков при сохранении их плотности (Рис. 1 с, d).

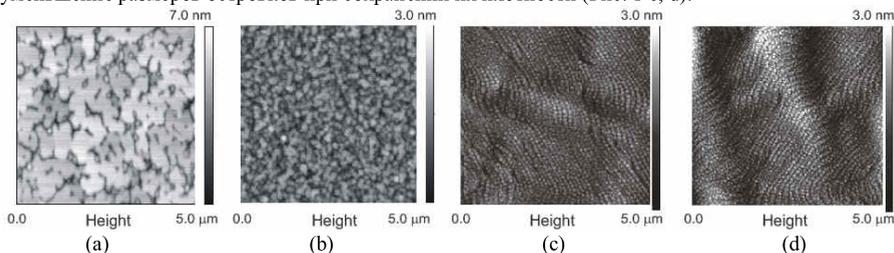


Рис.1. Изображения АСМ слоев InAlN толщиной 4 нм (а), 9 нм (b), 20 нм (с, d), выращенных без прерываний роста (с) и с четырьмя прерываниями роста (d)

Для исследования влияния толщины слоя InAlN на структурные свойства композитных гетероструктур InGaN/GaN/InAlN была выращена и исследована серия образцов, в которых толщины слоев InGaN и барьера GaN не изменялись и составляли 3 нм и 6 нм, соответственно, а толщина слоя InAlN изменялась в пределах 2-18 нм. На Рис. 2 приведены изображения распределения деформации в вертикальном направлении относительно недеформированной решетки GaN, полученные с помощью метода анализа геометрических фаз изображений ПЭМ высокого разрешения, структур InAlN/GaN/InGaN, с различной толщиной слоев InAlN. В образце с толщиной слоя InAlN равной 2 нм наблюдается формирование изолированных островков AlN высотой ~ 3 нм и размерами 25-30 нм. В слое InGaN распадается на островки, стимулированного островками AlN, не наблюдается. При этом слой InGaN является неоднородным по составу, в нем наблюдаются In-обогащенные островки с максимальным составом по In около 42% при среднем составе по In в слое $18 \pm 7\%$. Увеличение толщины слоя InAlN до 9 нм приводит к значительному изменению структурных свойств композитной InAlN/GaN/InGaN гетероструктуры (Рис. 2 b). Слой InAlN с номинальной толщиной осаждения 9 нм достигает максимальной толщины 17 нм и состоит из трех областей, различающихся по морфологии и распределению In и Al в направлении роста. Сначала формируется слой AlN, который является непрерывным двумерным с толщиной 3-4 нм и небольшим содержанием атомов индия (около 2%), имеющим достаточно резкие границы.

Следующей областью в слое InAlN является область, которая также является двумерной, но с неоднородным распределением In и Al по толщине. На этом слое наблюдается формирование трехмерных островков InAlN, имеющих форму усеченной пирамиды, с плоскими поверхностями и боковыми гранями, с размером основания ~20-30 нм и высотой 4-5 нм. Содержание индия в островках InAlN составляет 2-5% и постоянно по толщине островка. Зарачивание слоя InAlN островков тонким слоем GaN и последующее осаждение InGaN толщиной ~3 нм приводит к формированию массива изолированных островков InGaN, имеющих средний латеральный размер ~30 нм, высоту – 2.2 нм со средним расстоянием между островками ~10 нм. Средний состав In в них составляет 20-22%. При этом островки InGaN формируются непосредственно над поверхностью островков InAlN. Дальнейшее увеличение толщины слоя InAlN до 18 нм приводит к тому, что сложная структура InAlN, обусловленная значительным фазовым распадом сохраняется, но островки InAlN увеличиваются в размерах и наблюдается формирование дефектов в островках.

Для исследования свойств светодиодных структур с активной областью на основе композитных гетероструктур InAlN/GaN/InGaN была выращена серия образцов, в которых толщины слоев InGaN и GaN составляли 3 и 8 нм, соответственно, а слой InAlN имел различную толщину, не превышающую 5 нм. Технологические условия роста контрольной структуры (без слоя InAlN) были выбраны такими, чтобы обеспечить длину волны излучения в «глубокой» зеленой области спектра 540-550 нм. Спектры электролюминесценции (ЭЛ) выращенных светодиодных структур приведены на Рис. 2 с. Осаждение слоя InAlN в активной области приводит к длинноволновому сдвигу линии излучения, что свидетельствует об увеличении содержания индия в слое InGaN. Это приводит к увеличению вхождения индия в InGaN и, соответственно к длинноволновому сдвигу максимума линии излучения вплоть до длины волны ~620 нм, соответствующей красной области спектра.

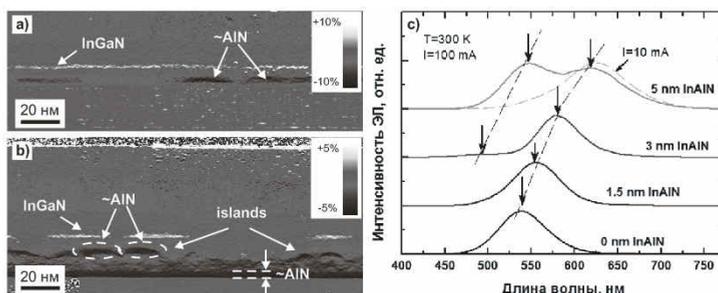


Рис.2. Изображения распределения деформации в вертикальном направлении относительно недеформированной решетки GaN в композитных гетероструктурах InAlN/GaN/InGaN с толщинами слоев InAlN 2 нм (а), 9 нм (б). Спектры ЭЛ светодиодных структур с активной областью на основе композитных гетероструктур InAlN/GaN/InGaN с различной толщиной слоя InAlN при значении тока 100 мА (с).

Работа поддержана РФФИ и Программой фундаментальных исследований Президиума РАН.

COMPOSITE InAlN/GaN/InGaN HETEROSTRUCTURES

A.F.Tsatsulnikov¹, W.V.Lundin¹, E.E.Zavarin¹, A.E. Nikolaev¹, A.V.Sakharov¹, M.M. Rozhavskaia¹, S.O.Usov¹, P.N. Brunkov¹, M.A. Synitsin¹, D.V. Davydov¹, N.A. Cherkashin²

¹Ioffe Institute. Politekhnicheskaya 26, 194012, St.Petersburg
phone. +7(812)2973182, e-mail: andrew@beam.ioffe.ru;
²CEMES- CNRS, 31055, Toulouse, France

Results of the investigations of composite InGaN/GaN/InAlN heterostructures were presented. It was shown that significant phase separation in the InAlN layers leads to the formation of three-dimensional islands, consisting of areas of AlN-InAlN-AlN. The sizes of these islands depend on the thickness of the InAlN layer and conditions of epitaxial growth. Use of interruptions during the growth of the InAlN layers can affect the structural properties of the InAlN islands. Composite InGaN/GaN/InAlN heterostructures containing InGaN layer with a high In composition as the active region of LED structures demonstrate emission in the yellow-red optical range of 560-620 nm.

РЕАКТОРЫ ДЛЯ МОГФЭ III-N СТРУКТУР: НАСТОЯЩЕЕ И БУДУЩЕЕ

*В.В.Лундин^{*1,2}, Д.В.Давыдов^{1,2}, Е.Е. Заварин^{1,2} А.Е.Николаев^{1,2}, М.А.Синицын^{1,2}, М.Г.Попов^{1,2},
А.В. Сахаров^{1,2}, А.Ф. Цацульников^{1,2}, М.Н.Мизеров¹, В.М.Устинов²,
Е.В.Яковлев³, Д.С.Базаревский³, А.В.Лобанова³, Р.А.Талалаев³*

¹ НТЦ Микроэлектроники РАН, Политехническая, 26, 194021, Санкт-Петербург, Россия

² ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая, 26, 194021, Санкт-Петербург, Россия

³ ООО “Софт-Импакт”, а/я 83, 194156, С.-Петербург

* e-mail: lundin.vpegroup@mail.ioffe.ru

Развитие технологического оборудования для МОС-гидридной эпитаксии III-N материалов в течение последних 20 лет выглядит, на первый взгляд, невероятно успешным. Мировые лидеры этого рынка сменили несколько поколений продукции. Пройден путь от примитивных моделей с крайне ограниченными возможностями до современных сложных реакторов очень большой вместимости.

Однако, взгляд на это развитие под иным углом позволяет охарактеризовать основной вектор развития МОС-гидридного оборудования как стратегически тупиковый, а сложившуюся на сегодня ситуацию – как кризисную, тормозящую дальнейшее развитие отрасли.

В докладе будет представлен наш анализ ситуации, сложившейся на рынке МОС-гидридного оборудования, и наше видение проблем и открывающихся возможностей. Будут предьявлены первые практические результаты работы по реализации нашего подхода к созданию МОС-гидридного оборудования.

III-N MOVPE REACTORS: PRESENT AND FUTURE

*W.V. Lundin^{1,2}, D.V. Davydov^{1,2}, E.E. Zavarin^{1,2}, A.E. Nikolaev^{1,2}, M.A. Sinitsyn^{1,2},
M.G. Popov^{1,2}, A.V. Sakharov^{1,2}, A. F. Tsatsulnikov^{1,2}, M.N. Mizerov², V.M. Ustinov¹,
E.V. Yakovlev³, D.S. Bazarevskiy³, A.V. Lobanova³, and R.A. Talalae³*

¹ Scientific and Technological Center for Microelectronics and Submicron Heterostructures of the Russian Academy of Science, St-Petersburg, Russia

² Ioffe Physico-Technical Institute of the Russian Academy of Science, St-Petersburg, Russia

³ STR Group - Soft-Impact Ltd., P.O. Box 89, 194156, St.Petersburg, Russia

* e-mail: lundin.vpegroup@mail.ioffe.ru

III-N MOVPE equipment development during last 2 decades at first sight looks to be extremely effective. World leader have changed several generations of manufactured systems. A long way is passed from the first simple systems with limited capabilities towards present-day complex reactors with very large capacity.

However, an alternative analysis of III-N MOVPE systems development leads to the conclusion on the main pathway as strategically dead-ended and current status of our branch of high-tech industry as crisis terminating further development.

Our analysis of the MOVPE equipment market, our understanding of problems and opportunities will be given. The first practical results of our MOVPE reactors development approach will be presented.

МЕТОДЫ ПОВЫШЕНИЯ СТРУКТУРНОГО СОВЕРШЕНСТВА СЛОЕВ AlN, ПОЛУЧЕННЫХ В УСЛОВИЯХ МОС-ГИДРИДНОЙ ЭПИТАКСИИ

А.А. Падалица¹, А.В. Мазалов¹, Д.Р. Сабитов¹, В.А. Курешов¹, А.А. Мармалюк^{1,2}, А.А. Брыковский², Р.Х. Акчурин²

¹ ООО «Сигм Плюс», 117342, г. Москва, ул. Введенского, 3.

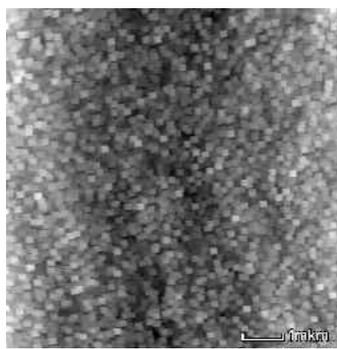
² МИТХТ им. М.В. Ломоносова, 119571, г. Москва, проспект Вернадского, 86

В настоящее время особое внимание уделяется технологии получения приборов на основе нитридов металлов III группы. Важным представителем семейства III-N, благодаря совокупности положительных свойств, является нитрид алюминия. В основном слое AlN используются в качестве буферных слоев или «темплейтов» для дальнейшего роста на них GaN. Особенно востребован данный подход при получении оптоэлектронных приборов с вводом и выводом излучения через подложку, как правило, сапфировую. Для этих применений требуется получение слоев AlN, обладающих высоким кристаллическим совершенством и максимально гладкой поверхностью. Данная работа представляет результаты исследования влияния параметров роста на указанные характеристики слоев AlN.

Эпитаксиальные слои AlN формировались на двухдюймовых подложках α -Al₂O₃ (0001) методом МОС-гидридной эпитаксии. TMAI и NH₃ использовались в качестве источников алюминия и азота, соответственно. Водород являлся газом носителем. Отношение элементов V/III варьировалось в пределах от 2 до 2000 путем изменения потока NH₃. Хорошо известно, что получению высококачественных слоев AlN благоприятствует снижение давления в реакторе и уменьшение отношения V/III в газовой фазе [1]. В результате проведения серии экспериментов показано, что снижение отношения V/III приводит к получению более гладкой морфологии поверхности (рис. 1а), однако полуширина пика кривой качания при рентгеновском исследовании имеет более высокие значения (600 угловых секунд), что свидетельствует о низком кристаллическом совершенстве таких слоев. При проведении процессов с повышенным соотношением V/III наблюдалась обратная тенденция: получение высокого кристаллического совершенства (узкий пик кривой качания – 130 угловых секунд) и плохая морфология поверхности (рис. 1б). Схожие тенденции были отмечены и другими авторами [2,3].



(а)



(б)

Рис.1. Изображение поверхности образцов снятое атомно-силовым микроскопом. Образец, выращенный при низком отношении V/III, rms=1,2 нм (а); образец, выращенный при высоком отношении V/III, rms=19 нм. (б)

По итогам проведенных экспериментов было принято решение провести серию ростовых процессов с переменным соотношением V/III в ходе роста для попытки объединения высокого кристаллического совершенства и гладкости поверхности. Диапазон изменения соотношения V/III был выбран от 1 до 100.

Такой подход дал хорошие результаты. Удалось получить образец с высоким кристаллическим совершенством (полуширина рентгеновской кривой качания 100 угловых секунд) и гладкой поверхностью rms=0,5 нм (рис. 2).

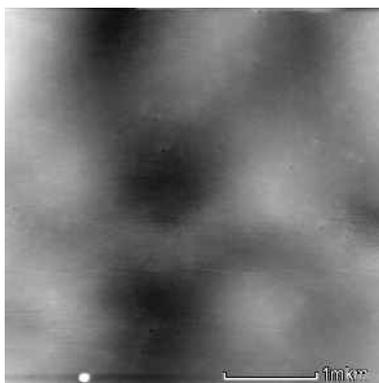


Рис.2. Изображение поверхности образца, выращенного при переменном отношении V/III, снятое атомно-силовым микроскопом, rms=0,5 нм.

Таким образом, были определены режимы роста атомарно гладких слоев AlN высокого кристаллического совершенства, пригодных для создания качественных оптоэлектронных приборов.

- [1] В.В. Лундин, А.Е. Николаев, А.В. Сахаров, П.Н. Брунков, Е.Е. Заварин, А.Ф. Цацульников. Эпитаксия слоев AlN с высокой скоростью роста в планетарном МОС-гидридном реакторе. Письма в ЖТФ, 2010, том 36, вып.24. Стр. 33-39.
- [2] Y. Ohba, R. Sato. Growth of AlN on sapphire substrates by using a thin AlN bufer layer grown two-dimensionally at a very low V/III ratio. Journal of Crystal Growth, 2000, 221, p. 258-261.
- [3] Y. A. Xi, K. X. Chen, F. Mont, J. K. Kim, C. Wetzel, E. F. Schubert, W. Liu, X. Li, and J. A. Smart. Very high quality AlN grown on (0001) sapphire by metal-organic vapor phase epitaxy. Applied physics letters, 2006, 89, p. 103-106.

METODES OF INCREASE THE STRUCTURAL PERFECTION OF AlN LAYERS, OBTAINED BY MOCVD

***A.A. Padalitsa¹, A.V. Mazalov¹, D.R. Sabitov¹, V.A. Kureshov¹, A.A. Marmalyuk^{1,2}, A.A. Brykovskiy²,
R.Kh. Akchurin²***

¹Sigm Plus Co., 3 Vvedenskogo Str., 117342 Moscow, Russia.

²Moscow State University of Fine Chemical Technologies, 86 Vernadskogo Ave., 119571 Moscow, Russia

This work presents the results of an investigation of the influence of growth parameters on the quality of the AlN layers. As a result of the series experiments it was showed that the reduction of V/III ratio results in a smooth morphology, but the full width at half maximum (FWHM) of the x-ray rocking curve peak has a higher value (600 arcsec), which indicates a low crystalline perfection of these layers. During the process with increased ratio V/III the opposite trend occurred: getting high crystalline perfection (narrow peak of the rocking curve - 130 arcsec) and poor surface morphology.

As a result of using variable V/III ratio the samples of the high crystalline perfection (FWHM of X-ray rocking curve was 100 arcsec) and a smooth surface rms = 0,5 nm were grown. Thus the modes of growth atomically smooth AlN layers with high crystalline perfection were determined. These layers are suitable for making qualitative optoelectronic devices.

ВЛИЯНИЕ НЕКОТОРЫХ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ НА СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ СЛОЕВ AlN, ВЫРАЩЕННЫХ НА КРЕМНИЕВЫХ ПОДЛОЖКАХ

Ю.Н. Свешников^{1}, К.Л. Енишерлова^{2*}, А.В. Лютцау², Э.М. Темпер², И.Н.Цыпленков¹*

¹- ЗАО "Элма-Малахит, 124460 Москва, Зеленоград, д 4, стр.2,

e-mail: sveshnikov-elma@yandex.ru

² - Федеральное Унитарное Государственное Предприятие «Научно-производственное предприятие «Пульсар» 185095 Москва, Окружной проезд 27, 8(495) 366-54-00,

e-mail: Enisherlova@pulsarnpp.ru

При выращивании гетероструктур на основе GaN на Si связующим звеном между подложкой и переходной областью выступает эпитаксиальный слой AlN, образующий с Si сильную химическую связь. Структурное совершенство слоя, зависящее от комплекса технологических параметров в значительной степени определяет состояние конечной гетероэпитаксиальной композиции. В работе представлены результаты исследования зависимости качества слоев AlN, выращенных на подложке Si, от соотношения газовых потоков водорода и азота в MOCVD-процессе эпитаксии в реакторе вертикального типа установки D-180.

В качестве подложек использовались пластины Si с ориентацией рабочих поверхностей (111) и удельным сопротивлением $\rho \geq 10^4$ Ом.см. В качестве источника элементов III группы (Al) использовался триметилалюминия; в качестве источника азота - аммиак. Для анализа качества слоев AlN выращивались структуры со слоями AlN толщиной 240-460 нм. Рост нитрида алюминия осуществлялся по одностадийной схеме при температуре 1000-1040 °С. Особенности режимов выращивания представлены в Таблице. Для сравнения при разном соотношении в транспортном газе водорода и азота были выращены слои AlN приблизительно такой же толщины на сапфировых подложках. Структурное совершенство слоев оценивалось на однокристалльном рентгеновском дифрактометре XMD-300, оснащённого оптикой Кумахова. При исследовании слоев AlN, съёмка проводилась в основном при трех рентгенооптических схемах дифракции: а) симметричная схема дифракции «тэта-тэта»; б) асимметричная схема дифракции при скольжении первичного рентгеновского пучка и в) асимметричная схема дифракции при скольжении дифрагированного рентгеновского пучка. Использование этих трех схем позволяло получать отражение как от плоскостей, параллельных поверхности структуры и удовлетворяющих условию Брэгга, так и от плоскостей, лежащих под углами к поверхности и также определяемых условием Брэгга. Кроме того, для оценки структурных слоев проводилось селективное травление образцов в кипящей H₃PO₄. Толщина эпитаксиальных слоев на кремнии уточнялась с помощью эллипсометрии.

Результаты. Кристаллографическая структура слоя AlN (0001) на кремнии (111) такова, что позволяет использовать асимметричные схемы съёмки и наилучшим образом выявить различия в совершенстве структуры эпитаксиальных слоев при рентгенографическом анализе плоскостей, лежащих под большими углами к плоскости поверхности. Поэтому использование асимметричной схемы съёмки со скольжащим первичным пучком в одном случае и отраженном скольжащим - в другом позволили получить более полную сравнительную информацию о качестве анализируемых слоев. Дифрактограммы, снятые по этим двум схемам, показали, что слои с наилучшем структурным совершенством были получены в случае использования при эпитаксии в качестве транспортного газа смеси двух газов - азота и водорода. При съёмке со скольжащим дифрагированным пучком об этом можно судить по максимальной интенсивности интерференционного пика от анализируемого слоя AlN для образца, выращенного в среде двух газов (Табл., структуры 2 и 3). Даже при сравнении с образцом большей толщиной слоя, выращенного в среде одного H₂ (Табл., струк.1), видно, что несмотря на большую, почти в два раза толщину слоя, формирующего интерференционную картину, интенсивность отражения от слоя, выращенного в среде двух газов, все равно превышает в 1.15 интенсивность пика от более толстого слоя, что однозначно свидетельствует о более совершенной кристаллической структуре более тонкого слоя. Результаты рентгеновского анализа при съёмке по схеме скольжащего первичного пучка также подтвердили, что использование среды с добавкой азота позволяет получать слои с более совершенной структурой, о чем свидетельствует получение интерференционного пика от таких слоев с наименьшей угловой шириной на середине высоты пика отражения FWHM (Табл.). При исследовании слоев AlN (0001), выращенных на сапфире (0001), ввиду особенностей кристаллографического взаимного расположения наклонных плоскостей и базиса, анализировались результаты отражения только от плоскостей параллельных поверхности образца, т.е. исследования проводили в симметричной схеме дифракции «тэта-тэта». Как видно из Табл., для этих образцов увеличение дозы азота в среде транспортного газа при росте слоев AlN приводило так же к улучшению структуры растущего

материала: увеличивалась интенсивность интерференционного пика и уменьшалась угловая ширина на середине высоты этого пика (Табл., структуры 4 и 5).

Режимы выращивания слоев AlN и интенсивность и FWHM дифракционных пиков дифрактограмм при исследовании слоев. Таблица

№	Подложка	Режимы выращивания ALN			Толщина, мкм	Результаты рентген исследований		
		Давление в реакторе, мм.рт. ст.	Температура, T ⁰ C	Содержание N ₂ в N ₂ -H ₂ смеси, %		Схема Съемки	Интенсивность пика, отнс. Единицы	FWHM
1	Si	40	1000	0	0,460	Асимметричная схема	7.6.10 ³	62
2		40	1040	0	0,240		6.5.10 ³	57
3		40	1040	70	0,250		8.7.10 ³	46
4	α -	40	1000	14	0,300	Симметричная схема	3.6.10 ⁶	0.15
5	Al ₂ O ₃	40	1040	70	0,300		9.2.10 ⁶	0.094

Металлографические исследования слоев, выращенных на кремнии показали, что поверхность этих слоев, в отличие от слоев AlN на сапфире, пронизана сетью кристаллографически ориентированных трещин. Кроме того, травление выявляет еще большее количество мелких дефектов, скорее всего дислокаций разного вида. Для образцов, полученных в среде с большим содержанием азота, размеры участков, ограненные трещинами, значительно (в десятки раз) превышают размеры таких участков пленок, выращенных в чистом H₂. Это подтверждает результаты рентгенографических исследований. Однако, на поверхности конечной гетероэпитаксиальной композиции: AlGa_{0.5}N_{0.5} – i-GaN – i-ALN(AL) - i-GAN – ALN - Si, выращенной при указанных режимах, кроме дислокаций практически ничего не выявляется - трещины отсутствуют.

Представленные результаты проведенных исследований свидетельствуют об общности природы изменения структурного совершенства слоев AlN, выращенных на подложках кремния и сапфира, при увеличении содержания доли азота в азотно-водородной транспортной смеси. С учетом того факта, что увеличение содержания азота сопровождается значительным уменьшением скорости роста слоев нитрида алюминия (для условий, отраженных в табл.1, скорость роста AlN уменьшалась с 3 нм/мин до 1 нм/мин при увеличении доли N₂ как для случая роста на Si, так и при росте на сапфире), можно предположить, что скорость доставки компонентов реакции к растущей поверхности в условиях более плотной газовой смеси влияет на особенности ростовых процессов, определяя более выраженный двумерный характер формирования эпитаксиального слоя.

THE SOME TECHNOLOGICAL PARAMETERS INFLUENCE ON THE STRUCTURAL FEATURES OF ALN LAYERS GROWING IN SILICON WAFERS

Yu.N. Sveshnikov¹, K.L. Enisherlova², A.V. Lutzau², E.M. Temper², I.N. Tsypfenkov¹

1 - ELMA- MALAXIT, 124460 MOSCOW, Zelenograd, 4, buld.2,
e-mail: sveshnikov-elma@yandex.ru

2 - FSUE "S&PE "Pulsar", Moscow, Okruzhnoi proezd 27, 8(495) 366 54 00
e-mail:Enisherlova@pulsampp.ru

The some growing regimes influence of AlN layer on Si (111) on the AlN layers crystal perfection was investigated. Crystal perfection was estimated by X-ray diffraction method with using of symmetric and asymmetric diffraction schemes and by etching method in boiling H₃PO₄. It was shown that introduction in gas mixture N₂ - H₂ resulted in improvement of the AlN layers crystal perfection. Using of etching method disclosed much cracks on AlN surfaces.

ПЛЕНКИ InN НА ПОДЛОЖКАХ YSZ

Ю.Н. Бузынин*, М.Н. Дроздов, Ю.Н. Дроздов, А.Ю. Лукьянов, Е.В. Скороходов, О.И. Хрыкин,
В.И. Шапкин, П.А. Юнин

Институт Физики Микроструктур Российской академии наук, ГСП-105, 603950, Нижний Новгород,

Тел.: (831) 438-55-55,

E-mail: buzynin@ipm.sci-nnov.ru

Гетероэпитаксиальные пленки InN привлекают огромный интерес исследователей в первую очередь из-за возможности создания на их основе эффективных высокочастотных электронных приборов. Из-за отсутствия промышленной технологии получения подложек InN вплоть до настоящего времени вынужденным является гетероэпитаксиальный рост InN на инородных подложках. Наибольший интерес представляют подложки Al_2O_3 и Si как наиболее разработанные, имеющие большие размеры при отличном кристаллическом совершенстве. Si, кроме того, обладает низкой стоимостью и дает возможность провести интеграцию базирующихся на основе InN устройств с отлично развитой кремниевой электроникой. Однако решетки подложек Si и Al_2O_3 имеют большое рассогласование с InN (8% и 25% соответственно). Недавно для эпитаксии InN стала применяться новая подложка – иттрием стабилизированный цирконий (YSZ). YSZ является разновидностью флюоритов, моноклассов кубических твердых растворов на основе диоксидов циркония или гафния, синтез которых впервые был осуществлен в середине 60-х годов в Физическом Институте имени П.Н. Лебедева АН СССР (ФИАН), что и дало название кристаллу. В качестве стабилизирующего оксида может быть использован оксид иттрия, оксиды редкоземельных элементов от гадолиния до лютеция, оксиды щелочноземельных элементов. Рассогласование параметров решеток флюорита с InN составляет всего 2,5%. Для получения гетероэпитаксиальных слоев InN подложки YSZ впервые были успешно применены в работе [1].

В настоящей работе исследуется рост пленок InN на подложках YSZ ориентаций (100) и (111) методом LP-MOCVD, в том числе с применением методики роста с пульсирующей подачей TMIп. Структуры выращивались в вертикальном реакторе с вращающимся пьедесталом из молибдена, изготовленного в ИФМ РАН. Нагрев подложек индукционный. Источниками In и N служили триметилиндий и аммиак, соответственно. Газом носителем служил азот. Сравнительное изучение эпитаксиальных пленок InN проводилось с использованием методов оптической и электронной микроскопии, вторичной ионной масс-спектрографии, рентгеновской дифрактометрии, фотолюминесценции, а также зондовых методов.

Эпитаксиальные пленки InN гексагональной модификации получены лишь при использовании подложек YSZ(111). На рентгеновском фи-скане отражения (10-14) InN, отчетливо видно 6 индивидуальных пиков, что свидетельствует о том, что слои InN представляет собой эпитаксиальный мозаичный монокристалл. Ширина кривой качания составляет $0,36^\circ$. На тета-тета скане образцов InN/YSZ(111) отмечены лишь пики подложки и слоя InN (Fig. 1) и нет пиков, связанных с включениями металлического In.

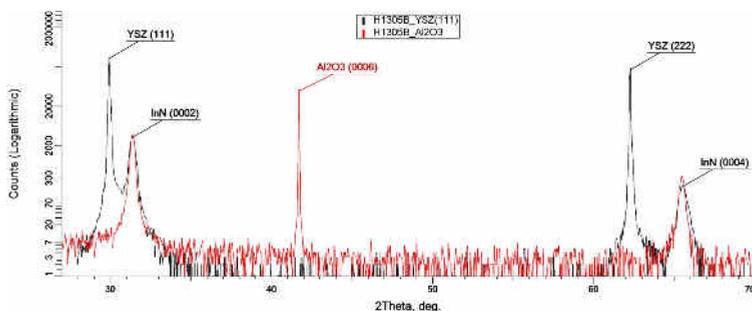


Fig.1. Theta-two-theta scan for a InN film grown on (111) YSZ

Установлено, что применение методики пульсирующей подачи TMIn позволяет улучшить качество пленок. Так полуширина кривой качания составляет для них 0.19° , а среднеквадратичная шероховатость поверхности имеет значение 3.89 нм. Пленки InN/YSZ(111) имеют n-тип проводимости с концентрацией электронов $2,5 \cdot 10^{19} \text{см}^{-3}$. При этом значение Холловской подвижности электронов ($T=300\text{K}$) составляет $320 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{сек}$. Пленки обладают интенсивной фотолюминесценцией при комнатной температуре при положении максимума пика $0,77\text{эВ}$.

[1]. P.A. Anderson, C.E. Kendrick, R.J. Kinsey, A. Asadov, W. Gao, R.J. Reeves, S.M. Durbin, Phys. Stat. Sol. (c) 2 (7) (2005) 2320.

Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных исследований ОФН РАН II-5 «ФИЗИКА НОВЫХ МАТЕРИАЛОВ И СТРУКТУР», проект А4

InN FILMS ON YSZ SUBSTRATES

Yu.N. Buzynin*, M.N. Drozdov, Yu.N. Drozdov, A.Yu. Lukyanov, E.V. Skorochodov, O.I. Khrykin, V.I. Shashkin, P.A. Yunin

Institute for Physics of Microstructures RAS, GSP-105, 603950, Nizhny Novgorod, Russia;

E-mail: buzynin@ipm.sci-nnov.ru;

In the present work growth of InN films on YSZ (100) and (111) substrates by LP-MOCVD method including with application of a technique of growth with pulse of growing flows is investigated. Comparative study of epitaxial InN films was performed with use of optical and electronic microscopy, X-Ray diffractometry, secondary ion mass spectrometry, photoluminescences, and also, probe methods. Epitaxial h-InN films are received only at use of YSZ (111) substrates. The as-grown materials were of n-type, with electron concentrations in the range $(2-3) \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ and Hall mobilities of about $320 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ at room temperature. The intensive photoluminescence (300K) was observed for InN films with position of peak at $0,77 \text{ eV}$.

ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ РОСТА НА КРИВИЗНУ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ И ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ СВЕТОДИОДОВ

А.Е.Николаев^{* 1,2}, *В.В.Лундин*^{1,2}, *Д.В.Давыдов*^{1,2}, *Е.Е. Заварин*^{1,2}, *М.М.Рожавская*^{1,2}, *С.О. Усов*^{1,2},
А.В. Сахаров^{1,2}, *А.Ф. Цацульников*^{1,2}

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая, 26, 194021, Санкт-Петербург, Россия

² НТЦ Микроэлектроники РАН, Политехническая, 26, 194021, Санкт-Петербург, Россия

* e-mail: aen@mail.ioffe.ru

Разница в параметрах кристаллической решетки и коэффициентах термического расширения приводит к возникновению напряжений в гетероструктуре, вызывающих изгиб подложки. Контролируя изгиб подложки во время процесса эпитаксиального роста, можно получить мощный инструмент для управления напряжениями в структуре, составом твердых растворов и однородностью свойств растущих слоев. Кроме того, критический изгиб подложки может вызывать образование трещин в эпитаксиальной структуре.

Измерения величины кривизны подложки, а также температуры и коэффициента отражения, проводились *in-situ* с использованием оборудования EpiCurveГТ, установленного на установку эпитаксиального роста AIXTRON 2000HT.

Нитрид галлия выращивался на подложках сапфира (0001), с использованием различных зародышевых слоев (как низкотемпературного слоя GaN, так и высокотемпературного слоя AlN). Применялись различные способы формирования зародышевого слоя. Полученные темплаты GaN/Al₂O₃ использовались в дальнейшем для роста на них светодиодных гетероструктур.

Во время роста активной области изгиб может иметь как положительные (вогнутая поверхность), так и отрицательные значения (выпуклая поверхность). При этом будет приподняты или край подложки, или ее центр. Наличие зазора переменной толщины между подложкой и графитом будет ухудшать теплоперенос от графита к подложке и приводить к неоднородности температуры по площади подложки. Чтобы минимизировать влияние зазора между графитом и подложкой, и таким образом, получить более однородное распределение температуры, подложки (темплаты) укладывались на подставки высотой около 100 мкм, аналогично, как описано в [1]. Темплаты, выращенные с разными зародышевыми слоями, загружались в один процесс, и на них выращивалась светодиодная гетероструктура. Детали роста светодиодной структуры описаны в [2].

На Рис.1. показано изменение кривизны подложки во время эпитаксиального роста зеленого светодиода для трех разных темплат. На Рис.2 представлено распределение длины волны электролюминесценции по радиусу подложки (2") для структур с различной кривизной.

В докладе будут представлен анализ влияния различных зародышевых слоев на развитие кривизны гетероструктуры во время роста, а также влияние других ростовых параметров (давление, состав газовой фазы, III/V отношение и т.д.) на кривизну подложки.

Авторы благодарят компанию Lautes, без помощи которой данная работа была бы невозможна.

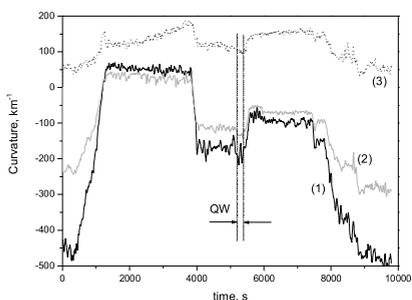


Рис.1. Изменение кривизны подложки во время эпитаксиального процесса для трех разных темплат. Линиями обозначена область роста квантовой ямы.

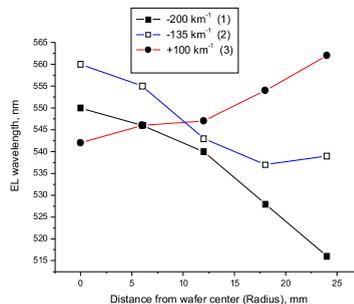


Рис.2 Распределение длины волны по радиусу подложки (2^и) для структур с различной кривизной. На графике указана кривизна структур во время роста квантовой ямы и номера темплат с Рис.1.

[1] E.Armour et al, *Semiconductor Today* **4(3)** (2009) 82

[2] W.V. Lundin et al., *J. Cryst. Growth* **315** (2011) 267

INFLUENCE OF THE GALLIUM NITRIDE GROWTH INITIAL STAGES ON THE HETEROSTRUCTURE CURVATURE AND ELECTROLUMINESCENCE OF LED

A.E. Nikolaev^{1,2}, W.V. Lundin^{1,2}, D.V. Davydov^{1,2}, E.E. Zavarin^{1,2}, M.M. Rozhavskaia^{1,2}, S.O. Usov^{1,2}, A.V. Sakharov^{1,2}, A. F. Tsatsulnikov^{1,2}

¹ Ioffe Physico-Technical Institute of the Russian Academy of Science, St-Petersburg, Russia

² Scientific and Technological Center for Microelectronics and Submicron Heterostructures of the Russian Academy of Science, St-Petersburg, Russia

* e-mail: aen@mail.ioffe.ru

The investigation of effect of growth parameters during forming of nucleition layer on heterostructure curvature was carried out.

Wafer curvature measurements, as temperature and reflectance measurements, was performed *in-situ* using EpiCurveTT equipment installed on AIXTRON 2000HT reactor.

Fig.1 shows the dependence of substrate curvature during green LED epitaxial run for 3 different templates. The dependence of EL wavelength distribution along substrate radius for 3 structures with different curvature is shown on Fig.2.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СВЕРХРЕШЕТКИ AlGaIn/GaN НА СВОЙСТВА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК GaN

Е.В. Еришов, А.А. Найдин, О.А. Розачков, М.В. Луначев*

ФГУП "РФЯЦ-ВНИИТФ им. академ. Е.И. Забабахина", Россия, 456770 г. Снежинск, Челябинская область, Васильева 13, +7(35146)51070, c5@five.ch70.chel.su.

Исследовано влияние сверхрешеток (СР) AlGaIn/GaN, внедряемых в буферный слой GaN на структурные и электрофизические свойства кристаллов. Гетероструктуры состояли из буферного слоя GaN, СР AlGaIn/GaN и слоя n-GaN с $N_D \sim (1-3) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. СР представляла собой несколько периодов AlGaIn и GaN слоев толщиной 3.0 ± 0.2 и 12 ± 0.2 нм, соответственно.

В опытах 1-4 варьировалось содержание алюминия в слое AlGaIn от 5 до 20%. Измерения Холла показали, что максимальная подвижность электронов в буферном GaN слое составила $690 \text{ см}^2/(\text{В с})$ при содержании Al $\sim 8-10\%$. С увеличением концентрации алюминия до 15 и 20% подвижность существенно снижается (рис. 1).

Исследование влияния количества периодов СР на электрофизические характеристики структуры (опыты 5-9) показало, что максимальная подвижность электронов $790 \text{ см}^2/(\text{В с})$ получается при выращивании четырех периодов (рис. 2). Дальнейшее увеличение количества периодов не привело к возрастанию подвижности. Следует отметить, что полученная максимальная подвижность электронов в базовой структуре без СР составляла $520 \text{ см}^2/(\text{В с})$.

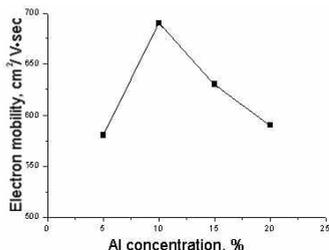


Рис. 1 Зависимость подвижности электронов от концентрации Al в твердой фазе.

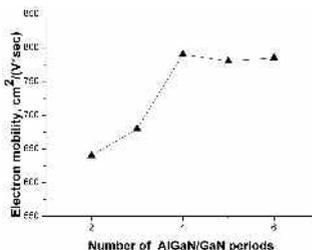


Рис. 2 Зависимость подвижности электронов от количества периодов СР.

Рентгеновская дифрактометрия не выявила заметного различия значений FWHM кривых качания для узлов обратной решетки (002) и (114) между образцами, которые составили в среднем 260 и 340 угл. с., соответственно. Кроме того, полученные величины не отличались и от базового образца без СР имеющего примерно одинаковую с исследуемыми образцами толщину.

Оптическая микроскопия выявила, что для базовых образцов характерно наличие гексагональных пирамидальных образований на поверхности с размером, составляющим десятки микрон в плоскости образца, а на их поверхности имеются пирамиды меньшего размера, составляющие единицы микрон. Для образцов со СР характерно образование гладкого волнообразного рельефа.

Атомно-силовая микроскопия показала, что величина шероховатости поверхности R_{max} для образцов со СР составляет 15–20 нм, в то время, как для базовых образцов ее значение достигает 60 нм. Оценка плотности поверхностных дефектов для образцов со СР и без нее показали значения, находящиеся на уровне $(1-3) \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ и $1 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$, соответственно.

Учитывая данные наблюдения, можно сделать вывод, что включение в состав буферного слоя дополнительных слоев AlGaIn/GaN приводит к снижению плотности пронизывающих дислокаций на его поверхности. Следствием этого является образование структуры поверхности буферного слоя с гладким рельефом. Влияние подложечного материала на морфологию поверхности данных образцов исключается, так как во всех опытах использовались подложки одного производителя из одной партии.

Для измерения фоновой концентрации и, таким образом, оценки дефектности [1], выращены нелегированные эпитаксиальные пленки со СР и без нее (базовый рост). Измерения фоновой концентрации электронов по глубине травления проведены методом CV - профилометрии. Распределение фоновой концентрации носителей заряда по толщине представлено на рисунке 3, где 0 мкм соответствуют поверхности образца, а 4.5 мкм — границе раздела GaN/Al₂O₃.

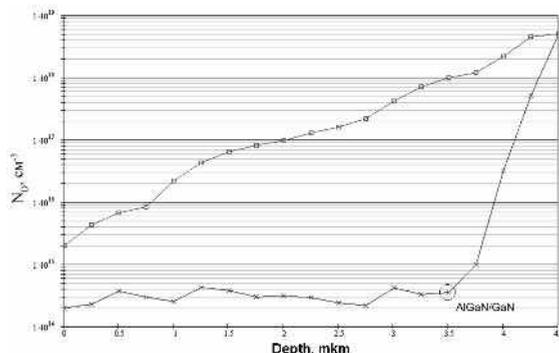


Рис. 3. Распределение фоновой концентрации электронов N_D по толщине (x – образец со сверхрешеткой, □ – базовый образец).

Видно, что в базовом образце концентрация электронов от подложки к поверхности плавно уменьшается от $7 \cdot 10^{18}$ до $2 \cdot 10^{15}$ см^{-3} , в то время как в образце со СР концентрация носителей резко падает на глубине 3.5 мкм до $3 \cdot 10^{14}$ см^{-3} и затем практически не меняется вплоть до самой поверхности GaN пленки. Очевидно, что использование СР приводит к развороту винтовых пронизывающих дислокаций, что подтверждается резким снижением фоновой концентрации электронов.

Таким образом, на основании данных рентгеноструктурного анализа и CV-профилетрии, можно утверждать, что включение в состав буферного слоя СР не приводит к уменьшению плотности дислокаций по кристаллу в целом, а сохранение дислокационной плотности происходит за счет ее локализации ниже слоев AlGaIn/GaN.

В итоге, внедрение СР AlGaIn/GaN в буферный слой GaN показало свою практическую ценность. Шероховатость поверхности GaN эпитаксиальных пленок уменьшена с 60 до 15 нм, плотность поверхностных дислокаций снижена с 10^9 до 10^8 см^{-2} , подвижность электронов при этом возросла с 520 до 790 $\text{см}^2/(\text{В с})$ при $N_D = (1-3) \cdot 10^{17}$ см^{-3} .

Кроме того, на основании данных CV-профилетрии при измерении фоновой концентрации основных носителей заряда по глубине травления установлено, что использование AlGaIn/GaN СР приводит к развороту винтовых пронизывающих дислокаций. В итоге, СР AlGaIn/GaN представляет собой некий дислокационный фильтр, позволяющий изменить направление распространения пронизывающих дислокаций и уменьшить структурное несоответствие в кристаллической решетке.

- [1] Sheu J. K. and Chi G. C. // The doping process and dopant characteristics of GaN - J. Phys.: Condens. Matter, 14, 2002, pp. 657–702.

INFLUENCE OF ALGAN/GAN SUPERLATTICE ON PROPERTIES OF GAN FILMS

E.V. Ershov, A.A.Naydin, O.A. Rogachkov, M.V. Lupachev*

FSUE "RFNC-VNIITF", Russia, 456770 Snezhinsk, Chelyabinsk region, Vasiliev Street 13,
+7(35146)51070, c5@five.ch70.chel.su.

Influence of nanosized AlGaIn/GaN heterolayers grown by MOCVD on electrophysical and structural properties of GaN crystals was studied. Imbedding of AlGaIn/GaN layers provided improvement of GaN epitaxial films surface morphology, reduction of the surface defects density from 10^9 to 10^8 см^{-2} , increase of electrons mobility from 520 to 790 $\text{см}^2/\text{V} \cdot \text{sec}$. The layers of this type behave as the dislocation filter which is confirmed by measurements of X-ray structural analysis and CV-profilometry.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ GaN-СВЕТОДИОДОВ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ РЕЛАКСАЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ InGaN/GaN

*Н.И. Бочкарева, В.В. Вороненков, Ю.Т. Ребане, Ю.Г. Шретер**

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН. Политехническая ул., 26,
194021, Санкт-Петербург, +7(921)9606185, e-mail: shreter@peterlink.ru

Высокая внутренняя квантовая эффективность η_{IQE} GaN-светодиодов связывается с сильной локализацией носителей заряда на неоднородностях ширины запрещенной зоны в квантовых ямах InGaN/GaN, обеспечивающих изоляцию носителей заряда от дефектов [1-3]. Однако с ростом уровня инжекции η_{IQE} в квантовых ямах InGaN/GaN и в толстых слоях InGaN уменьшается. Дополнительные потери в энергетической эффективности (power efficiency) возникают при термализации носителей, инжектированных в активную область, приводя к дополнительному падению энергетической эффективности на 10-20 %. Минимальные потери ~3% при термализации носителей может обеспечить только туннельная инжекция.

Мы исследовали уменьшение квантовой эффективности с ростом уровня инжекции в светодиодах различных производителей и обнаружили прямую корреляцию между эффективностью и формой линии излучения активной области InGaN с ростом уровня инжекции [4]. Форма спектра отражает форму распределения носителей в флуктуациях состава и ширины InGaN/GaN квантовой ямы, формирующих экспоненциальные хвосты состояний в InGaN, и характеризует степень локализации носителей в квантовой яме. Распределение локализованных носителей определяется 1) особенностями инжекции в квантовые ямы InGaN/GaN и 2) быстрым перераспределением инжектированных носителей между состояниями хвоста до излучательной рекомбинации.

В докладе представлены результаты, полученные на коммерческих белых светодиодах со световой отдачей 120 лм Вт⁻¹ при токе 350 мА и пиковой энергии излучения $h\nu_p=2.85$ эВ. Уменьшение эффективности с ростом плотности тока в диапазоне $j = 4-40$ А см⁻² составляет 28 %.

Для всех исследованных диодов зависимость напряжения на *p-n*-переходе от плотности тока может быть описана экспоненциальной функцией $j \sim \exp(qU_j/\eta kT)$ где $\eta(U_j)$ – фактор идеальности, kT - тепловая энергия, рис. 1. На рис.1 приведены также зависимости внутренней квантовой эффективности и пиковой энергии от плотности тока. Видно, что η_{IQE} увеличивается с j в области малых токов *I*, где $U_j < h\nu_p/q$ и $\eta < 2$; начинает падать в области средних токов *II*, когда $U_j > h\nu_p/q$ и $\eta > 2$; и быстрее уменьшается в области больших токов *III*, где вновь $\eta < 2$.

Важно, что наблюдается корреляция между падением эффективности и голубым сдвигом пика спектра при $j < 15$ А см⁻². При $j > 15$ А см⁻² эффективность продолжает уменьшаться, а пиковая энергия не меняется. Однако, как видно из нормализованных спектров излучения, наблюдается уширение и отсечка коротковолнового края спектра, а также уменьшение его наклона, рис. 2. Анализ результатов позволяет связать падение эффективности при $j < 15$ А см⁻² с туннельной инжекцией в мелкие состояния хвоста с низкой спектральной эффективностью излучения и инжекцией в квантовую яму при $j > 15$ А см⁻².

Предложена динамическая модель энергетической релаксации носителей, инжектированных в квантовую яму. Модель рассматривает два конкурирующих механизма термализации: прыжковый и термически активированный. Показано, что туннельная инжекция в глубокие состояния хвоста в квантовой яме InGaN/GaN при минимальной величине U_j может обеспечить максимальную глубину локализации носителей и их изоляцию от дефектов, и следовательно, максимальную квантовую и энергетическую эффективность. При низком уровне инжекции в мелкие состояния хвоста или в делокализованные состояния хвоста выше порога подвижности, высокая квантовая эффективность обеспечивается быстрой энергетической релаксацией носителей посредством прыжков из мелких состояний хвоста в более глубокие. Это увеличивает заселенность глубоких состояний и приводит к наблюдающейся отсечке спектра излучения со стороны высоких энергий. Падение эффективности с ростом уровня инжекции вызвано замедлением скорости прыжковой термализации при частичном заполнении состояний хвоста прямым захватом носителей с уровня подвижности. Наиболее быстрым процессом термализации становится тепловое возбуждение носителей из мелких состояний хвоста на порог подвижности с последующим захватом в более глубокие состояния. В результате с ростом накачки увеличивается отношение числа подвижных и глубоколокализованных носителей, увеличивается диффузионная длина носителей и их захват дефектами (дислокациями; дислокациями, окруженными V-дефектами в квантовой яме, а также точечными дефектами), что при высоком уровне инжекции может привести к шунтированию *n*-барьера туннельной утечкой по дефектам. Одновременно отсечка спектра сдвигается к более высоким энергиям. Показано, что величина падения эффективности прямо связана с уширением спектра излучения. Этот механизм

может также отвечать за уменьшение эффективности с ростом накачки в толстых слоях InGaN [5] и в неполярных светодиодных структурах [6], так как резкая отсечка, и уширение коротковолнового крыла спектра излучения с ростом накачки отчетливо видны в опубликованных спектрах излучения.

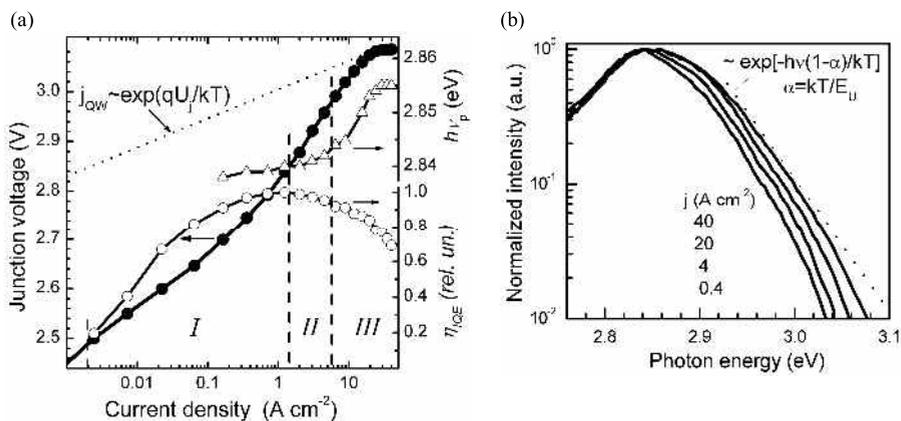


Рис.1. Зависимости U_j , η_{Ext} и $h\nu_p$ от плотности тока. Штриховой линией показана зависимость U_j от плотности надбарьерного тока j_{QW} , связанного с излучательной рекомбинацией (а); Нормированные спектры излучения при различной плотности тока. E_U – урбаховская энергия (б).

- [1] S.F. Chichibu, A. Uedono, T. Onuma, B.A. Haskell, A. Chakraborty, T. Koyama, P.T. Fini, S. Keller, S.P. DenBaars, J. S. Speck, U.K. Mishra, S. Nakamura, S. Yamaguchi, S. Kamiyama, H. Amano, I. Akasaki, J. Han, and T. Sota, *Nature Mater.* **5**, 810 (2006).
- [2] A. Hangleiter, F. Hitzel, C. Netzel, D. Fuhrmann, U. Rossow, G. Ade, and P. Hinze, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 127402 (2005).
- [3] В.Е. Кудряшов, А.Н. Туркин, А.Э. Юнович, А.Н. Ковалев, Ф.И. Маняхин. *ФТП*, **33**, 445 (1999).
- [4] N.I. Bochkareva, V.V. Voronenkov, R.I. Gorbunov, A.S. Zubrilov, Y.S. Lelikov, P.E. Latyshev, Y.T. Rebane, A.I. Tsyuk, Y.G. Shreter. *Appl. Phys. Lett.*, **96**, 133502 (2010).
- [5] Y.C. Shen, G.O. Mueller, S. Watanabe, N.F. Gardner, A. Munkholm, and M.R. Krames, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 141101 (2007).
- [6] A. Chakraborty, B. A. Haskell, S. Keller, J. S. Speck, S. P. DenBaars, S. Nakamura, and U. K. Mishra, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 5143 (2004).

EFFICIENCY OF GaN LIGHT-EMITTING DIODES AND CARRIER ENERGETIC RELAXATION IN InGaN/GaN QUANTUM WELLS

*N.I. Bochkareva, V.V. Voronenkov, Y.T. Rebane, Y.G. Shreter**

A.F. Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Polytechnicheskaya st., 26, 194021, St. Petersburg, phone +7 (921) 9606185, shreter@peterlink.ru

A direct correlation is found between efficiency droop and changes in the high energy side of emission spectrum of InGaN/GaN quantum wells (QWs) with increasing current density. A dynamic model of energy relaxation of injected carriers in exponential band tails of InGaN QWs is proposed. At low injection level the carriers trapped by shallow tail states quickly hop directly to lower-energy tail states. This results in the strong carrier localization and high-energy cutoff of emission spectrum. At higher injection level hopping directly to deeper states is suppressed due to the partial filling of tail states. As a result the ratio of mobile to localized carriers increases with current. The emission efficiency decreases because of the enhancement of lateral diffusion length, carrier capture by defects and tunnel-recombination leakage via defects. Simultaneously the high-energy cutoff of emission spectrum shifts to higher energy. Thus, the magnitude of efficiency droop is directly related to the relative broadening of emission spectrum.

ОГРАНИЧЕНИЯ АВС МОДЕЛИ ДЛЯ ОЦЕНКИ РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ В InGaN/GaN СВЕТОДИОДАХ

Н.М. Шмидт^{1*}, Я.В. Кузнецова¹, В.Г. Сидоров², Н.А. Тальниших¹, Е.И. Шабунина¹, Е.Б. Якимов³

¹Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе. Политехническая ул., 26, 194021, Санкт-Петербург, тел. +7(812) 2927193, e-mail: Natalia.Shmidt@mail.ioffe.ru;

²Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет, Политехническая ул., 29, 195251, Санкт-Петербург;

³Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов. Институтская ул., 6, 142432, Черноголовка;

АВС модель широко применяется для анализа рекомбинационных потерь в полупроводниковых приборах, в том числе в мощных синих и зеленых InGaN/GaN светодиодах для оценки влияния внутризонную Оже-рекомбинации. При анализе большинство авторов [1] использует следующие соотношения: $G_R = An + Bn^2 + Cn^3$ — для скорости рекомбинации и $\eta = Bn^2 / (An + Bn^2 + n^3)$ — для внутреннего квантового выхода. Здесь n — концентрация носителей, A — коэффициент Шокли-Рида-Холла, отражающий процессы безызлучательной рекомбинации через единичные центры, создающие глубокие уровни в запрещенной зоне полупроводника, B — коэффициент, отражающий процессы излучательной рекомбинации, C — коэффициент, отражающий безызлучательную внутризонную Оже-рекомбинацию. В экспериментальных работах для определения коэффициента C чаще всего используют изучение зависимости η от плотности тока или интенсивности фотолюминесценции от уровня возбуждения. Из физики традиционных полупроводников, таких как кремний, свойства которых хорошо описываются АВС моделью, известно, что коэффициенты A и C дают определяющий вклад в температурный коэффициент напряжения на диоде. При плотностях тока, соответствующих началу развития Оже-процесса (для кремния $10^2 - 10^3$ А/см²), наблюдается инверсия знака температурного коэффициента напряжения, что проявляется в изменении хода прямой ветви вольт-амперной характеристики (ВАХ) с повышением температуры [2]. Такое изменение вида ВАХ кремниевое $p^+ - n^+$ -диола представлено на Рис.1 (а). В ряде работ предполагается, что Оже-рекомбинация является основным источником потерь при плотностях тока больше 10 А/см² и определяет падение мощности излучения с ростом плотности тока в мощных InGaN/GaN светодиодах. Если это так, то в InGaN/GaN-светодиодах следует ожидать инверсии температурного коэффициента напряжения при повышении температуры, начиная с плотностей тока 10 А/см².

В данной работе приведены результаты исследования ВАХ в интервале температур $77 - 350$ К для коммерческих InGaN/GaN-светодиодов от разных производителей (Cree, SemiLED, Lumileds) с внешней квантовой эффективностью $45 - 50$ % на длине волны $450 - 460$ нм. Типичные прямые ветви ВАХ InGaN/GaN светодиода приведены на Рис.1 (b). Ни на одном из исследованных светодиодов при плотностях тока больше 10 А/см² при повышении температуры не обнаружено инверсии знака температурного коэффициента напряжения. Наблюдаемое несоответствие ставит под сомнение вклад внутризонной Оже-рекомбинации в безызлучательную рекомбинацию в InGaN/GaN светодиодах.

Заложенные в модель представления об определяющей роли единичных центров в безызлучательной рекомбинации также не находят полного подтверждения в эксперименте. Экспериментальные результаты, по исследованию низкочастотного шума [3] и ВАХ [4] InGaN/GaN светодиодов, выявляют сложную динамику свойств дефектной системы, важный вклад в наблюдаемую динамику поведения системы протяженных дефектов и локальных неоднородностей состава твердого раствора. Исходя из этих экспериментальных данных, определяющая роль в процессе безызлучательной рекомбинации единичных дефектов по механизму Шокли-Рида-Холла ограничена очень узким диапазоном плотностей тока $1 - 10$ А/см².

Следует отметить, что нередко основанием для выводов об определяющей роли единичных дефектов является формально полученное значение параметра $k = 1.5 - 2$ в известном уравнении для прямой ветви ВАХ. При этом, как правило, температурная зависимость при фиксированном напряжении в прямом направлении, при котором получены эти значения параметра k , не измеряется. Между тем, она существенно более слабая, чем соответствующая теории Шокли-Нойса-Саа. Кроме того, обратная ветвь ВАХ мощных синих InGaN/GaN светодиодов всегда имеет ярко выраженный туннельный характер [4]. Наблюдается также сложная динамика изменения свойств компенсированной p^+ -области под действием инжекционного тока, проявляющаяся в спектрах катодолуминесценции и в зависимости дифференциального сопротивления InGaN/GaN светодиодов от плотности тока. В результате и для коэффициента A , соответствие с экспериментом

сомнительное. Таким образом, ABC модель не учитывает особенности рекомбинационных процессов в InGaN/GaN светодиодах. При плотностях тока больше 10 A/cm^2 возможность применения модели, а также целесообразность формального определения значений A и C, путем симуляции зависимостей внешней или внутренней квантовой эффективности от плотности тока, вызывает большие сомнения.

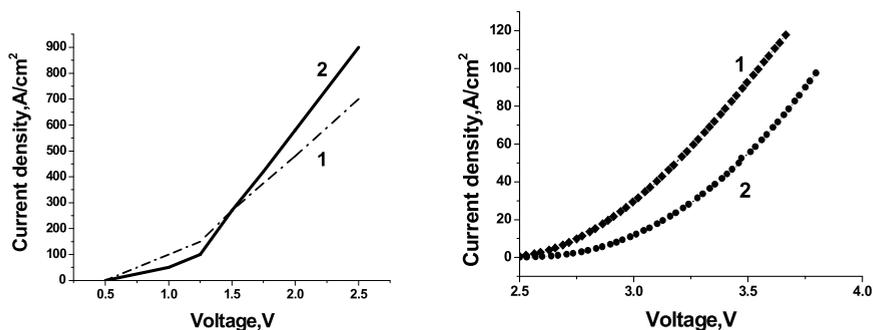


Рис.1. Прямые ветви ВАХ при разных температурах: кремниевого p^+-n-n^+ -диода 1 – T_1 , 2 – T_0 ($T_1 > T_0$) [2] (a); InGaN/GaN светодиода: 1 – 400 K, 2 – 300 K (b).

- [1] Emmanouil Kiourakis at al., APL, **98**,161107 (2011).
 [2] Н.М. Тугов, Б.А. Глебов, Н.А. Чарыков, Полупроводниковые приборы, Москва, Энергоатомиздат, с.576 (1990).
 [3] N.Averkiev at al., Phys. Status Solidi C, **10(3)**, 335–337 (2013).
 [4] A.E. Chernyakov at al., Superlattices and Microstructures **45**, 301 (2009).

LIMITATION OF ABC MODEL TO EVALUATION RECOMBINATION LOSS IN InGaN/GaN HIGH EMITTING DIODES

N.M. Shmidt^{1}, Y.V. Kuznetsova¹, V.G. Sidorov², N.A. Telnishnikh¹, E.I. Shabunina¹, E.B. Yakimov³*

¹Ioffe Physical Technical Institute. Polytekhnicheskaya, 26, 194021, St. Petersburg, Phone: +7(812)2927193, e-mail: Natalia.Shmidt@mail.ioffe.ru;

²St.Petersburg State Polytechnic University. Polytekhnicheskaya, 29, 195251, St. Petersburg;

³Institute of microelectronics technology and high purity materials. Institutsкая, 6, 142432, Chernogolovka;

The discrepancy of ABC model with experimental results such as a behaviour of voltage temperature coefficient (VTC) and complicated dynamic of non-radiative recombination in InGaN/GaN blue power LEDs has been considered. The absence of inverse behaviour of VTC at current density increase more than 10 A/cm^2 with increase of temperature testifies against the prevalence role of direct intraband Auger process. The results of low-frequency noise study are demonstrated the prevalence of point defects contribution to non-radiative recombination (NRR) only in little diapason of current density 1-10 A/cm^2 , outside this diapason the NRR process more complicated with participation of extended defect system. Thus the application of ABC model is limited by little current density diapason.

ОЦЕНКА КОЭФФИЦИЕНТА ОЖЕ-РЕКОМБИНАЦИИ В СЛОЯХ GaN

Е.В. Луценко^{1*}, Н.В. Рэсеуцкий¹, В.Н. Павловский¹, Г.П. Яблонский¹, I. Reklaitis², A. Kadys², S. Nargelas², A. Žukauskas²

¹Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси. Просп. Независимости, 68, 220072, Минск, тел. +375(017)2840419, e-mail: e.lutsenko@ifanbel.bas-net.by;

²Institute of Applied Research, Vilnius University. Sauletekio 9-III, 10222 Vilnius, Lithuania;

Несмотря на огромный прогресс в области нитридной оптоэлектроники, произошедший в последние годы, вопрос о влиянии Оже-рекомбинации в слоях GaN и InGaN на излучательные характеристики полупроводниковых приборов остается открытым. Значения коэффициента Оже-рекомбинации, полученные в ряде экспериментальных и теоретических работ, варьируются в широком интервале от $5 \cdot 10^{-30}$ до $\sim 10^{-34}$ см⁶/с [1, 2], что не позволяет сделать однозначный вывод о вкладе этого типа рекомбинации в наблюдаемое падение эффективности люминесценции полупроводниковых приборов на основе GaN при высоких уровнях возбуждения.

В работе оценивалась величина коэффициента Оже-рекомбинации в эпитаксиальных слоях нитрида галлия, выращенных методом MOCVD на сапфировых подложках. Измерялись спектры фотолюминесценция (ФЛ) серии слоев GaN различной толщины (от 1.1 до 25.2 мкм) при регистрации излучения ФЛ с поверхности и с торца слоя при возбуждении излучением импульсного азотного лазера ($\lambda = 337.1$ нм, $\tau = 10$ нс, $f = 15$ Гц) с уровнем возбуждения, варьируемом в пределах от 0.1 до 12 МВт/см². Время жизни и коэффициент диффузии неравновесных носителей заряда в GaN определялись методом дифракции зондирующего пучка импульсного лазерного излучения на нестационарной светоиндуцированной решетке. На рис. 1а,б для примера приведены спектры ФЛ для одного из слоев при разных уровнях возбуждения, измеренные в различных конфигурациях возбуждения. При регистрации излучения ФЛ с торца структуры при высоком уровне возбуждения в спектрах появляется узкий пик на ~ 373 нм, соответствующий стимулированному излучению. Наличие этого излучения проявляется также в пороговом характере зависимости эффективности ФЛ от уровня возбуждения (вставка рис. 1б). В пределах исследуемой серии слоев GaN значение пороговой плотности мощности развития стимулированного излучения варьировалось в пределах от ~ 2.1 до 7.2 МВт/см², что обусловлено различными значениями фактора оптического ограничения в разных образцах вследствие различия толщин эпитаксиальных слоев. Ранее было показано [3], что развитие стимулированного излучения может быть причиной уменьшения эффективности спонтанного излучения, наблюдаемого при высоких уровнях возбуждения.

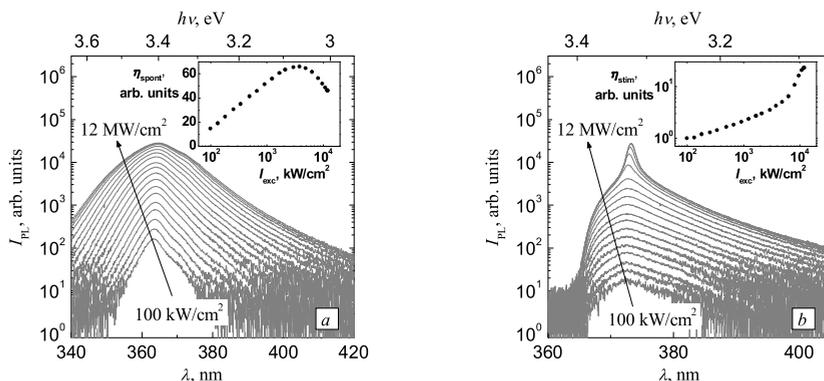


Рис. 1. Спектры ФЛ эпитаксиального слоя GaN толщиной 13.3 мкм, измеренные при различных уровнях возбуждения с поверхности (а) и с торца (б) структуры; на вставках приведены соответствующие зависимости эффективности ФЛ от уровня возбуждения

Для определения влияния порога стимулированного излучения на эффективность спонтанной ФЛ была построена зависимость концентрации неравновесных носителей заряда, при которой достигается максимум эффективности спонтанной ФЛ, от концентрации в пороге стимулированного излучения (рис. 2а). Пересчет уровня оптического возбуждения в значения эффективной концентрации неравновесных носителей заряда производился с учетом значений времени жизни и

коэффициента диффузии носителей заряда, определенных для каждого образца [3]. Из рисунка видно, что для образцов с концентрацией неравновесных носителей заряда в пороге стимулированного излучения менее $7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ падение эффективности спонтанной ФЛ обусловлено развитием стимулированного излучения, так как максимальная эффективность спонтанной ФЛ достигается в пороге стимулированного излучения (Рис. 2а, прямая). Для образцов с высоким порогом стимулированного излучения, уменьшение эффективности спонтанной ФЛ наступает до развития стимулированного излучения. В этом случае одной из основных причин, обуславливающей уменьшение эффективности ФЛ с увеличением уровня возбуждения, является Оже-рекомбинация. Тогда, представив общую скорость рекомбинации как сумму составляющих рекомбинации Шокли-Рида-Холла An , излучательной рекомбинации Bn^2 и Оже-рекомбинации Cn^3 [3], можно определить значение коэффициента Оже-рекомбинации C , как показано на рисунке 2б.

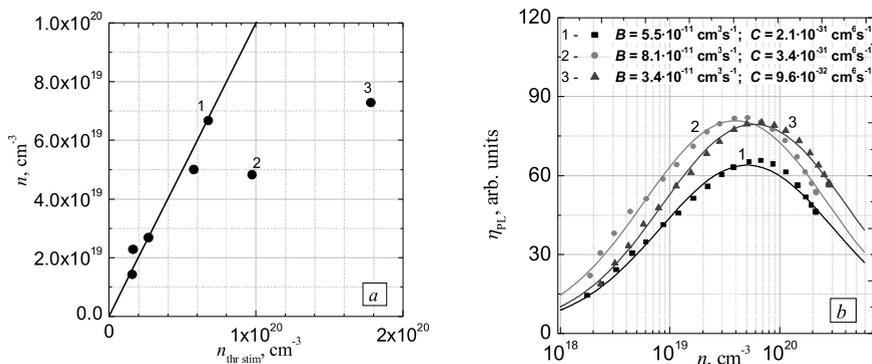


Рис. 2. Зависимость концентрации неравновесных носителей заряда в максимуме эффективности спонтанной ФЛ, (точки) от концентрации носителей заряда в пороге стимулированного излучения (а); экспериментальные (точки) и теоретические (линии) зависимости эффективности спонтанной ФЛ от концентрации неравновесных носителей заряда (б)

Поскольку дополнительным фактором, определяющим снижение эффективности спонтанной ФЛ может быть нагрев активной области возбуждающим излучением, полученные значения $C = (0.96 - 3.4) \cdot 10^{-31} \text{ cm}^6/\text{s}$ могут считаться оценкой верхнего предела величины коэффициента Оже-рекомбинации в слоях GaN.

- [1] K. A. Bulashevich, S. Yu. Karpov. Phys. Stat. Solidi (c), **5**(6), 2066–2069 (2008).
 [2] H. P. T. Nguyen, M. Djavid, K. Cui, Z. Mi. Nanotechnology, **23**, 194012 (2012).
 [3] E. V. Lutsenko et al. Phys. Status Solidi C **10**(3), 511–514 (2013).

ESTIMATION OF AUGER COEFFICIENT IN GaN LAYERS

E.V. Lutsenko^{1*}, ***M.V. Rzheutski***¹, ***V.N. Pavlovskii***¹, ***G.P. Yahblonskii***¹, ***I. Reklaitis***², ***A. Kadys***²,
S. Nargelas², ***A. Žukauskas***²

¹B.I. Stepanov Institute of Physics of NAS of Belarus, Nezalezhnasti Ave. 68, 220072 Minsk, Belarus,
 phone +375(017)2840419, e-mail: e.lutsenko@ifanbel.bas-net.by;

²Institute of Applied Research, Vilnius University. Sauletekio 9-III, 10222 Vilnius, Lithuania;

In the work, excitation-dependent photoluminescence of a series of MOCVD grown GaN/Al₂O₃ was measured. It was shown that in the samples with low threshold of stimulated emission the spontaneous radiative recombination efficiency drop at high excitation level is caused by saturation of the density of photogenerated carriers because of stimulated recombination. In the samples with high stimulated emission threshold, the spontaneous emission efficiency drop is not related to stimulated recombination. Assuming Auger recombination as one of the reason of the drop, the upper boundary of Auger coefficient was estimated to be of $(0.96 - 3.4) \cdot 10^{-31} \text{ cm}^6/\text{s}$ in the investigated samples.

ХАРАКТЕРИЗАЦИЯ GaN И СТРУКТУРА НА ЕГО ОСНОВЕ МЕТОДАМИ РАСТРОВОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ МИКРОСКОПИИ

Е.Б. Якимов

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, ул. Академика Осипьяна, 6, 142432, г. Черноголовка, Московская обл.,
тел. +7(49652)44182, e-mail: yakimov@iptm.ru

Методы растровой электронной микроскопии (РЭМ) широко используются для измерения локальных электрических и оптических характеристик полупроводниковых материалов и структур, а также для выявления протяженных дефектов и исследования их рекомбинационных параметров. В настоящей работе представлены результаты, демонстрирующие возможности метода наведенного тока и метода катодолюминесценции для характеристики пленок GaN и светоизлучающих структур на их основе. Обсуждаются методы корректного определения диффузионной длины неравновесных носителей заряда. Показано, что метод наведенного тока позволяет измерить не только диффузионную длину в пленках GaN, но в ряде случаев и латеральное распределение донорных центров с пространственным разрешением в микронном диапазоне. Так, при исследовании пленок, выращенных методом латерального заравнивания, было обнаружено [1,2], что в областях щелей, где пленка растет вертикально, и в областях латерального роста над маской различается не только плотность дислокаций и соответственно диффузионная длина, но и концентрация доноров. Позднее этот результат был подтвержден и методом сканирующей емкостной микроскопии [3]. Кроме того, было обнаружено, что граница сращивания дает светлый контраст в режиме наведенного тока, который достаточно медленно спадал при удалении от края барьера Шоттки [4] (Рис. 1). Проведенные исследования, в частности, сопоставление изображений структуры в режимах катодолюминесценции и наведенного тока, позволили предположить, что такой аномальный контраст обусловлен тем, что граница сращивания заряжена, что приводит к разделению электронов и дырок, а значит и к повышению эффективной длины их пробега. Показано, что вследствие субмикронной диффузионной длины в пленках GaN ширина контраста дислокаций в режиме наведенного тока меньше 1 мкм, что в пленках с концентрацией доноров выше, чем 10^{17} см^{-3} , позволяет выявлять отдельные дислокации и определять их рекомбинационную активность даже при их плотности, превышающей 10^9 см^{-2} (Рис. 2) [5]. Обсуждаются механизм достижения субмикронного разрешения при исследовании протяженных дефектов в режиме наведенного тока и необходимые для достижения такого разрешения условия

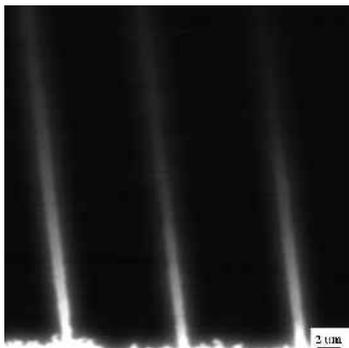


Рис.1. Изображение границ сращивания в режиме наведенного тока. Край барьера Шоттки – внизу.

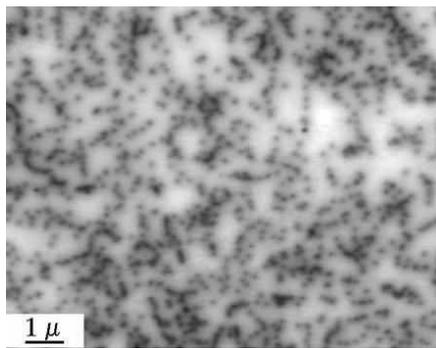


Рис. 2. Изображение фрагмента пленки GaN в режиме наведенного тока. Темные точки – проникающие дислокации.

При исследовании светоизлучающих структур с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN было показано, что метод наведенного тока позволяет определить долю неосновных носителей заряда, способных преодолеть активную область с квантовыми ямами. Эта доля уменьшается при увеличении количества ям и улучшении качества структуры. Показано, что метод наведенного тока позволяет выявить каналы повышенного транспорта неосновных носителей заряда поперек активной области.

Методами катодоллюминесценции и наведенного тока проведены исследования влияния облучения электронным пучком на электрические и оптические свойства светоизлучающих структур. Такие исследования имеют важное значение для корректной характеристики таких структур. Кроме того, такие исследования могут помочь в понимании механизмов деградации. Уже при энергии электронного пучка порядка 10 кэВ, что на несколько порядков ниже пороговой энергии образования собственных точечных дефектов высокоэнергетичными электронами, при дозах облучения порядка 0.1-1 Кл/см² наблюдалось заметное изменение спектра излучения из квантовых ям и существенное повышение интенсивности такого излучения [6,7].

- [1] E.B.Yakimov, P.S.Vergeles, A.Y.Polyakov et al. Appl. Phys. Lett., **90**, 152114 (2007).
- [2] E.B.Yakimov, P.S.Vergeles, A.Y.Polyakov et al. Appl. Phys. Lett., **92**, 042118 (2008).
- [3] J.Sumner, R.A.Oliver, M.J.Kappers, C.J.Humphreys. J. Appl. Phys., **106**, 104503 (2009).
- [4] П.С.Вергелес, А.В.Говорков, А.Я.Поляков и др. Поверхность, №9, 14 (2008).
- [5] N.M.Shmidt, O.A.Soltanovich, A.S.Usikov et al. J. Phys.: Condens. Matter., **14**, 13285 (2002).
- [6] N.M.Shmidt, P.S.Vergeles, E.E.Yakimov, E.B.Yakimov. Solid State Commun., **151**, 208 (2011).
- [7] P.S.Vergeles, N.M.Shmidt, E.E.Yakimov, E.B.Yakimov. Phys. Status Solidi C, **8**, 1265 (2011).

CHARACTERIZATION OF GaN AND GaN BASED STRUCTURES BY SCANNING ELECTRON MICROSCOPY METHODS

E.B. Yakimov

Institute of Microelectronics Technology RAS, Academician Osip'yan Street, 6, 142432, Chernogolovka
phone. +7(49652)44182, e-mail: yakimov@iptm.ru

Possibilities of scanning electron microscopy methods for a characterization of GaN and GaN based structures are discussed. The results of electron beam induced current (EBIC) and cathodoluminescence investigations are presented. It is shown that EBIC method allows not only to measure the excess carrier diffusion length but also a local donor concentration. Methods for a correct diffusion length measurement are discussed. A possibility of dislocation revealing with a submicron spatial resolution by the EBIC is demonstrated. The conditions necessary for such investigations are discussed. It is shown that channels of enhanced minority carrier transport across the quantum wells can be revealed by the EBIC. Results of EBIC and cathodoluminescence measurements of low-energy e-beam irradiation effect on the electrical and optical properties of multiple quantum well InGaN/GaN structures are demonstrated and possible explanations of this effect are presented.

О ДИФФУЗИИ И КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ЭКСИТОНОВ, ВОЗБУЖДЁННЫХ ЭЛЕКТРОННЫМ ЗОНДОМ В ОДНОРОДНОМ ШИРОКОЗОННОМ ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ МАТЕРИАЛЕ. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ДЛЯ GaN

А.Н. Поляков, М.А. Степович

Калужский государственный университет им. К.Э Циолковского, ул. Степана Разина, д. 26, 248023, г. Калуга, тел. (4842)576120, andrei-polyakov@mail.ru

Ранее [1-4] нами довольно подробно рассматривались возможности разработки новых методов изучения свойств полупроводниковых материалов на основе анализа температурных зависимостей коэффициента диффузии и подвижности экситонов, генерированных остро сфокусированным электронным пучком в полупроводниковом материале. Нами была разработана модель спада интенсивности катодолюминесцентного (КЛ) излучения и проведены экспериментальные исследования полупроводниковых материалов и гетероструктур (GaN и ZnMgO/ZnO). Было показано, что анализ температурной зависимости подвижности носителей заряда и экситонов, полученных в результате обработки данных экспериментальных КЛ исследований, позволяет получать качественную информацию о механизмах рассеяния, характерных для исследуемого материала; полученные результаты также могут быть использованы для изучения специфических механизмов рассеяния, вызванных наличием границ гетеропереходов, в гетероструктурах с квантовыми ямами (КЯ).

Для экспериментальных исследований рассеяния экситонов нами использовалась следующая схема экспериментальных времяпролётных КЛ измерений (см. рис. 1а). Полупроводниковые образцы были покрыты непроницаемой для КЛ излучения маской, имеющей круглые отверстия различного диаметром (от десятых долей до единиц микрометра). Генерация экситонов и возбуждение КЛ излучения осуществлялось в центре такого отверстия при помощи пульсирующего электронного пучка и регистрировалось в области спектра, характерной для рекомбинации свободных экситонов. После того, как в образце устанавливалось равновесие между процессами генерации и рекомбинации, возбуждение прекращалось: электронный пучок отклонялся очень быстрой системой blankирования. Характер следующего за этим спада интенсивности КЛ (см. рис. 1б) зависит в общем случае только от известного радиуса отверстия R , времени жизни экситонов τ , которое может быть получено из измерений в открытой области образца вдали от края маски, и коэффициента диффузии D , характеризующего их движение под маску, что позволяет, при наличии математической модели, описывающей спад интенсивности КЛ, на основе анализа экспериментальных данных получать оценки коэффициента диффузии экситонов путем решения соответствующей обратной задачи.

Проведённое нами математическое моделирование [3] показало, что математическая модель, полученная нами в результате аналитического решения уравнений двумерной диффузии экситонов в КЯ, корректно описывает изучаемые явления и позволяет довольно точно (в пределах погрешности методов измерения) определять значения коэффициента диффузии и подвижности экситонов в широком диапазоне температур. Анализ результатов экспериментальных исследований [1, 2, 4] показал, что предложенная методика позволяет корректно решать поставленную задачу качественного анализа механизмов рассеяния экситонов в КЯ.

К некоторым недостаткам описанной методики исследования стоит отнести её некоторую узость: она не позволяет, например, изучать свойства однородных объёмных полупроводниковых материалов. Известно [5], что свойства поверхности материала и свойства границ гетероструктур во многом схожи. При этом в результате экспериментальных фотолюминесцентных исследований [6] было обнаружено, что быстрая кинетика спада фотолюминесценции в GaN на частоте свободного экситона (время жизни порядка сотен пикосекунд) характеризует прежде всего поверхностную рекомбинацию экситонов, а медленная кинетика спада фотолюминесценции (порядка единиц наносекунд) на частоте фононного повторения свободного экситона характеризует рекомбинацию экситонов в глубине образца. Таким образом, применение подходов, характерных для предложенной нами методики исследований свойств широкозонных полупроводниковых материалов, позволяет предполагать возможность получения качественной и количественной информации как о механизмах рассеяния на поверхности образца, так и в его глубине на основе анализа КЛ излучения рекомбинирующих в однородном материале экситонов, причем делать это раздельно и независимо друг от друга.

В данной работе методами, характерными для математического моделирования, рассмотрена и частично исследована модель трёхмерной диффузии экситонов, возбуждаемых узким зондом расфокусированного электронного микроскопа в прямозонном полупроводниковом материале, а также модель

временной зависимости спада интенсивности КЛ излучения, полученного от их рекомбинации. Модель трёхмерной диффузии была получена в результате аналитического решения уравнений диффузии экситонов (стационарного и нестационарного). При модельных расчётах использовались параметры материалов, характерные для однородного полупроводникового GaN. При этом считалось, что КЛ излучение регистрируется в результате воздействия электронов зонда растрового электронного микроскопа с низкими энергиями (порядка единиц кэВ) в широком диапазоне температур (5-180 К). Полученные данные сравнивались с теоретическими и экспериментальными результатами работ [1-4], где для количественного описания зависимости спада интенсивности КЛ от времени используются модель КЛ, основанная на двумерном описании диффузии экситонов. В результате сформулированы некоторые рекомендации и определены границы корректного применения описанных двумерной и трёхмерной моделей в количественной КЛ микроскопии полупроводников.

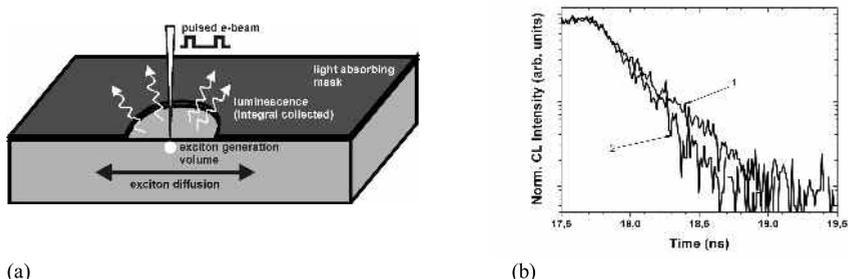


Рис. 1. Схема эксперимента (а); временная зависимость спада КЛ экситонов для открытой области образца GaN (1) и отверстия в маске диаметром 850 нм (2) при температуре 5 К (b)

Исследования проведены при частичной финансовой поддержке Минобрнауки РФ (проект № 1.6107.2011), а также Российского фонда фундаментальных исследований и правительства Калужской области (проект № 12-02-97519).

[1] M. Noltemeyer et al. JMR, **27**, 2225 (2012).
 [2] А.Н. Поляков и др. Изв. РАН. Сер. физ., **76**, 1082 (2012).
 [3] А.Н. Поляков и др. Поверхность. Рент., синхр. и нейтр. исследования, **11**, 35 (2011).
 [4] А.Н. Поляков и др. Прикладная физика, **6**, 41 (2012).
 [5] Б.И. Бедный. Соросовский образовательный журнал, **7**, 114 (1998).
 [6] V. Monemar et. al. Phys. Stat. Sol. (b), **245**, 1723 (2008).

ABOUT DIFFUSION AND CATHODOLUMINESCENCE OF ELECTRON BEAM EXCITED EXCITONS FOR A BULK WIDE-GAP SEMICONDUCTORS. STATEMENT OF THE PROBLEM AND SOME OF THE RESULTS OF MATHEMATICAL MODELING FOR GaN

A.N. Polyakov¹, M.A. Stepovich

Tsiolkovsky Kaluga State University. Stepan Rasin Str. 26, 248023, Kaluga, Russia,
 ph. +7(4842)576120, e-mail: andrei-polyakov@mail.ru;

Yearly we presented results of the mathematical modeling and highly spectrally and ps-time resolved time-of-flight cathodoluminescence (CL) investigations of the 2D lateral excitonic transport in GaN and ZnO/ZnMgO samples for special samples geometry (fig. 1a). In a first step, the initial excitonic lifetime is assigned by time resolved CL on an uncovered sample area. In a second step, the sample is excited by the pulsed e-beam in the center of a circular aperture (diameter 0.1-1.5 μm) in a thick completely light absorbing mask. The analytical solution of the two-dimensional diffusion equation for this geometry, which considers a gaussian distributed excitation volume, was fitted to the initial decay of the CL coming out of the masks opening (fig. 1b). That makes it possible directly determined values of the excitonic diffusion constant (and a excitonic mobility) for different temperatures. In this work we will present the statement of the problem and the first results of mathematical modeling of 3D excitonic diffusion and CL transient for similar geometry of samples.

ИССЛЕДОВАНИЕ В РЭМ СВЕТОДИОДОВ С МНОЖЕСТВЕННЫМИ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ InGaN/GaN С ЗАГЛУБЛЕННОЙ АКТИВНОЙ ОБЛАСТЬЮ

П. С. Вергелес^{1}, Е. Б. Якимов¹, Н.М. Шмидт²*

¹ Учреждение РАН Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов
РАН, 142432, г. Черноголовка, Институтская 6, vergelesp@gmail.com;

² ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, С-Петербург;

Ранее в работах [1-3] было обнаружено, что облучение низкоэнергетичным электронным пучком существенно влияет на оптические и электрические свойства светодиодных структур на основе множественных квантовых ям (МКЯ) InGaN/GaN. При этом в спектре катодоллюминесценции (КЛ) в области излучения КЯ появлялась новая линия излучения, смещенная в синюю область, с интенсивностью более высокой, чем у исходной линии. Проведенные исследования позволили предположить, что наблюдаемое изменение оптических свойств обусловлено стимулированными электронным пучком процессами в квантовых ямах. Однако, поскольку в предыдущих работах облучение проводилось через тонкий верхний p^+ -слой GaN, для проверки такого предположения и более надежного разделения процессов в активной области и на поверхности образца представляло интерес исследовать структуры с разной глубиной расположения активной области.

В настоящей работе исследовались светодиоды с МКЯ InGaN/GaN, собранные методом флип-чип монтажа с удаленной подложкой сапфира. При этом p^+ -область была полностью закрыта контактом, а на n^+ -область с толщиной порядка 3 мкм был нанесен контакт в виде сетки. Исследования КЛ, НТ и облучение проводилось со стороны n^+ -области между контактными полосками. Измерения спектров КЛ проводились при комнатной температуре в РЭМ JSM 6490 (Jeol), оборудованном системой измерения катодоллюминесценции Gatan MonoCL3.

На Рис. 1а представлены спектры КЛ, полученные на исходной структуре (кривая 1) и в областях, облученных при ускоряющих напряжениях 30 (кривая 2) и 38 кэВ (кривая 3). Все спектры измерены при энергии пучка 30 кэВ и нормализованы на интенсивность краевой полосы излучения GaN. Видно, что в спектре излучения исходной структуры преобладает желтая полоса излучения, которую обычно связывают с дефектами в GaN. Интенсивность этой полосы излучения быстро понижалась с повышением тока пучка.

Интенсивность излучения в области 2.68 эВ, связанной с квантовыми ямами InGaN, на исходной структуре была мала даже при энергии пучка 30 кэВ, при которой электроны уже проникают через толстый n^+ -слой GaN. Излучение в этой области можно было наблюдать только при токах пучка, превышающих 10^{-10} А, при которых существенно понижалась относительная интенсивность желтой полосы излучения. Облучение при 30 кэВ до доз порядка 10 Кл/см² практически не влияет на полосу излучения, связанную с InGaN. Однако повышение энергии электронного пучка при облучении до 38 кэВ оказывало существенное влияние на излучение в этой спектральной области и приводило к появлению новой интенсивной полосы излучения с энергией 2.75 эВ (Рис.1а, кривая 3).

На Рис.1б показана серия спектров КЛ, полученных при разных ускоряющих напряжениях от 10 до 30 кэВ, с облученного электронным пучком с энергией 38 кэВ и дозой 7.5 Кл/см² фрагмента светодиодной структуры. Видно, что, если на исходной структуре интенсивность излучения с энергией 2.68 эВ даже при 30 кэВ очень мала (Рис.1а кривая 1), то после облучения новая полоса излучения с энергией 2.75 эВ заметна уже при энергии пучка 10 кэВ (Рис. 1б), при которой неравновесные носители заряда не должны бы достигать активной области. При больших энергиях на спектре облученного образца проявлялась также полоса излучения в ультрафиолетовой области, подобная той, которая наблюдалась и ранее в [2]. Природа этой полосы в наших образцах окончательно не выяснена, хотя следует отметить, что излучение в этой области спектра наблюдалось в ряде работ и связывалось с разными дефектами. Эту полосу, наблюдаемую в спектрах только при энергиях пучка, превышающих 20-25 кэВ, можно связывать с линией излучения Mg в p^+ -слое GaN. Известно, что электронный пучок разваливает комплексы Mg-H в p^+ -слоях GaN и освободившийся водород может диффундировать вглубь светоизлучающей структуры и пассивировать центры безызлучательной рекомбинации в активном слое, что может приводить к росту интенсивности новой линии излучения в спектре КЛ.

Полученные результаты качественно хорошо согласуются с результатами, полученными при облучении со стороны тонкой p^+ -области [2,3]. В обоих случаях в результате облучения возникает новая полоса излучения в диапазоне энергий 2.6-2.8 эВ, ее интенсивность возрастает с дозой облучения, достигает максимума, а затем начинает понижаться. Но в случае облучения со стороны толстого n^+ -слоя GaN энергия пучка, при которой наблюдаются изменения в спектре КЛ

существенно выше, а доза облучения, при которой достигается максимальная интенсивность новой полосы излучения, в несколько раз больше, чем при облучении со стороны тонкого p^+ -слоя.

Таким образом, анализ полученных результатов показывает, что влияние облучения электронным пучком на оптические свойства структур с МКЯ обусловлено в первую очередь процессами, происходящими в активной области структуры, и не связан с процессами, связанными с поверхностью или со стимулированным электронным пучком образованием дефектов в самом GaN. Появление при ускоряющих напряжениях 10-15 кэВ излучения с энергией 2.75 эВ в спектре КЛ в облученной электронами структуре можно объяснить в предположении, что облучение активирует перенос носителей заряда по протяженным дефектам структуры (проникающие дислокации), например, изменяя их зарядовое состояние.

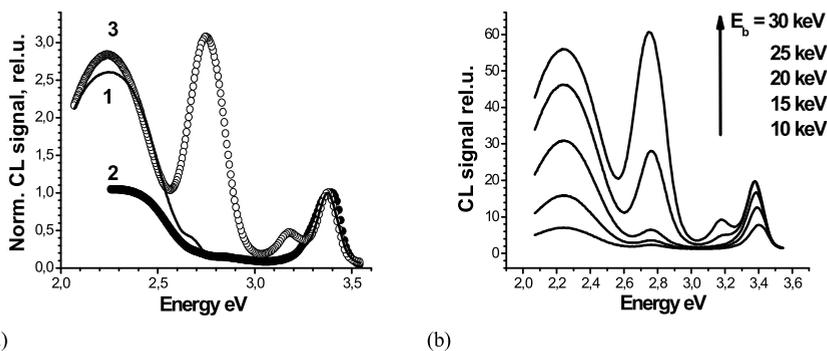


Рис.1. Спектры КЛ исходной структуры (кривая 1) и областей, облученных при ускоряющем напряжении 30 кэВ и дозе облучения 10 Кл/см² (кривая 2) и 38 кэВ и дозе облучения 7.5 Кл/см² (кривая 3) (а); Нормированные на произведение $I_b \cdot E_b$ спектры КЛ структуры, облученной электронами с энергией 38 кэВ и дозой 7.5 Кл/см², измеренные при энергиях пучка 10, 15, 20, 25 и 30 кэВ (соответствующие спектры расположены снизу вверх) (б)

[1] Jahn U., Dhar S., Kostial H., Watson I.M., Fujiwara K.// Phys. Stat. Sol. (c) 2003. V. 0. P. 2223.
 [2] Shmidt N.M., Vergeles P.S., Yakimov E.E., Yakimov E.B.// Solid State Commun. 2011 V. 151. P. 208.
 [3] Shmidt N.M., Vergeles P.S., Yakimov E.E., Yakimov E.B.// Phys. Stat. Sol. (c) 2011. V. 8. P. 1265.

SEM INVESTIGATION OF LED WITH BURIED InGaN/GaN MULTIPLE QUANTUM WELL ACTIVE REGION

P.S. Vergeles^{1}, E.B. Yakimov¹, N.M. Shmidt²*

¹ Institute of Microelectronics Technology RAS, Institutskaya 6, 142432, Chernogolovka
 phone. +7(49652)44182, e-mail: vergelesp@gmail.com;

² A.F.Ioffe Physico-Technical Institute RAS, 194021, St. Petersburg, Russia,

The influence of e-beam irradiation in a scanning electron microscope on optical properties of light-emitting diodes (LEDs) with InGaN/GaN multiple quantum wells, assembled with the flip-chip technique, is investigated by the cathodoluminescence (CL). It was shown that the irradiation effect can be revealed at beam energies larger than those for the structures with a thin GaN top layer however qualitatively the e-beam effect is similar. It is observed that e-beam irradiation changes not only the CL spectrum and intensity but also decreases the threshold beam energy, necessary for InGaN emission. The role of extended defects in these changes is discussed.

ВЫЯВЛЕНИЕ ДЕФЕКТОВ В ЧИПАХ УФ СВЕТОДИОДОВ МЕТОДАМИ ЦКЛ И ЦКЛ-ВСП В РЭМ

П.В. Иванников^{1*}, А.В. Кузьменков¹, А.И. Габельченко¹, М.Л. Бадгутдинов², Н.И. Каргин²

¹ МГУ им. Ломоносова, Физический факультет. Ленинские горы, дом 1, строение 2, 119991, Москва, тел. +7(495)9394829, e-mail: petr@ccl.msu.su;

² НИЯУ МИФИ. 115409, г. Москва, Каширское ш., 31

Исследования чипов ультрафиолетовых светодиодов на основе InGaN/AlGaIn/GaN методами цветной катодолюминесценции (ЦКЛ) и цветной катодолюминесценции с высоким спектральным разрешением (ЦКЛ-ВСП) в РЭМ проведены с целью выявления и локализации ростовых дефектов в структурах и определения их влияния на свойства светодиодов. Также выявлялись дефекты литографии и монтажа чипов на подложку. Исследования проводились с помощью РЭМ «СТЕРЕОСКАН МК IIА», оснащенного трехканальной приставкой для получения КЛ изображений в режиме реальных цветов «СCL3i» фирмы «ДжиЭй групп». Для спектрального анализа КЛ излучения в реальных цветах (ЦКЛ) использовались широкополосные перекрывающиеся светофильтры, имеющие максимумы пропускания на длинах волн 450 нм – В, 540 нм – G и 670 нм – R, соответствующие спектральной чувствительности человеческого глаза.

Для спектрального анализа с высоким спектральным разрешением (ЦКЛ-ВСП) использовался набор узкополосных светофильтров с полосой пропускания ~ 30 нм, с максимумами полос пропускания на длинах волн 420, 450 и 480 нм установленных в каналах В, G и R цветоанализатора соответственно. При этом обеспечивалось перекрытие основной полосы излучения активной области образцов. Исследования проводились при ускоряющих напряжениях 3.5, 5, 10, 15, 20 кВ и температуре образца около 300 К.

Исследование рельефа поверхности образцов осуществлялось в режимах регистрации вторичных электронов (ВЭ) и композитного (ЦКЛ+ВЭ) контраста, позволяющего отображать сигнал ЦКЛ и ВЭ на одном изображении и устанавливать пространственную корреляцию между топографией поверхности и распределением центров люминесценции.

Исследовались светодиодные модули, изготовленные ЗАО «Оптоган», состоящие из 25 чипов. Чипы УФ светодиодов с длиной волны излучения 375 нм были смонтированы на металлизированной керамической подложке и соединены в матрицу 5X5 (пять параллельно соединенных цепочек из пяти последовательно соединенных чипов). Во всех образцах чипов наблюдалась неоднородность интенсивности синей полосы излучения по поверхности пленок с характерным размером 5 – 20 мкм. Это вероятно связано с неравномерным распределением дислокаций. Относительная интенсивность катодолюминесценции в желтой области спектра указывает на малую концентрацию вакансионных центров. Неоднородность положения основной спектральной полосы излучения квантовых ям по поверхности образцов не выявлена, что свидетельствует об однородности легирования квантовых ям. Детальное изучение композитного контраста в режиме ЦКЛ+ВЭ позволило обнаружить дефектные участки (например, с коротким замыканием выводов на металлическую подложку).

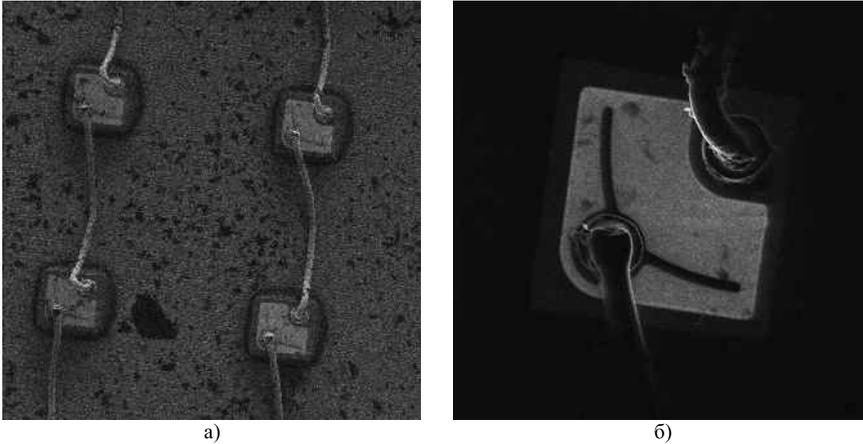


Рис.1. ЦКЛ+ВЭ (а) и ЦКЛ (б) изображения образца №1. Ширина изображений а)- 2 мм, б)- 0.5 мм.

DETECTION OF DEFECTS IN UV LED CHIPS USING TRUE COLOR AND NARROW-BAND COLOR CATHODOLUMINESCENCE SEM-MODES

P.V. Ivannikov^{1*}, A.V. Kuzmenkov¹, A.I. Gabelchenko¹, M.L. Badgutdinov², N.I. Kargin²

¹Moscow State University, Physics Department, Leninskie Gory, 119992 Moscow, Russia,
phone: +7(495)9394829, e-mail: petr@ccl.msu.su;

²National research nuclear university “MEPhI”. 115409, Moscow, Russia, Kashirskoye shosse 31

One of the effective methods for GaN structure characterization is use the SEM in the color cathodoluminescence (CCL) mode. The CCL system can operate with a standard RGB-set of optical filters for obtaining true color image. To improve spectral resolution we used a set of narrow band filters that have overlapped spectral characteristics with the maximal transparencies at the wavelengths: 420, 450 and 480 nm.

This method was applied to study defects in UV LED structures. For all specimens non-homogeneity of quantum efficiency was discovered, with the typical size of non-homogeneous field of 5-20 microns. Some short circuits of chip contacts and metalized wafer ware detected using CCL+SE composite SEM mode.

AlGaN ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ ДЛЯ ИСТОЧНИКОВ СПОНТАННОГО И СТИМУЛИРОВАННОГО УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.Н. Жмерик¹, Е.В. Луценко², С.В. Иванов¹*

¹ФТИ им.А.Ф.Иоффе. Политехническая ул., 26, 194021, Санкт-Петербург,
тел. +7(812)2979124, e-mail: jmerik@pls.ioffe.ru;

² Институт физики НАН Беларуси, пр.Независимости, 68, 220072, Минск, Беларусь;

Десятилетие интенсивного развития полупроводниковой ультрафиолетовой (УФ)-оптоэлектроники на основе AlGaN гетероструктур позволило занять этому промышленному сегменту почти 13% от общего объема рынка УФ-оптоэлектроники и эта доля за ближайшие четыре года достигнет 35% [1]. Объявление компанией *Nichia* в самом конце 2012 г. об опытном производстве УФ-светодиодов с длиной волны волны $\lambda=255-310$ нм и оптической мощностью 35-60 мВт, соответственно, подтверждает этот прогноз. По сравнению с этим прогресс в создании УФ-лазерных источников не так впечатляющ и до сих пор минимальная длина волны для лазерных диодов, достигнутая в 2008г. фирмой *Hamamatsu*, составляет $\lambda=336$ нм [2]. Возбуждение лазерного излучения с меньшими длинами волн возможно лишь с помощью оптического возбуждения и минимальная пороговая плотность мощности 126 кВт/см² при $\lambda=267$ нм была продемонстрирована для AlGaN гетероструктуры (ГС) с множественными квантовыми ямами (КЯ), выращенной на объемной AlN подложке [3]. Для аналогичных структур с $\lambda<300$ нм при использовании с-Al₂O₃ или 4H-SiC подложек пороговые плотности мощности превышают 1 МВт/см². Недавно мы показали возможности молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией (МПЭ ПА) азота по росту AlGaN гетероструктур с КЯ, демонстрировавших генерацию лазерного излучения с длиной волны 303 и 289 нм и с пороговой плотностью оптической мощности 0.8 и 0.6 МВт/см², соответственно [4,5]. Эта статья обобщает полученные результаты и демонстрирует дальнейший прогресс по снижению длин волн стимулированного и спонтанного излучений в AlGaN ГС, выращенных на подложках с-Al₂O₃. В последнем случае особое внимание уделяется проблеме достижения ТЕ-поляризованного излучения при большом содержании Al в ГС ($x>0.7$).

В первую очередь были изучены проблемы достижения для AlGaN ГС наилучшего структурного качества слоев - минимальной концентрации прорастающих дислокаций (ПД) и атомарно-гладкой морфологии при их росте на с-Al₂O₃. Для ПД в AlGaN ГС было обнаружено, что на них сильно влияют условия начальной стадии роста зародышевых слоев AlN и из нескольких подходов к ее проведению был выбран относительно высокотемпературный рост при температуре подложки $T_s=780^\circ\text{C}$ в т.н. режиме эпитаксии с повышенной миграцией адатомов при попеременной подаче потоков азота и атомов III-группы [6]. Это приводило к относительно большому среднему диаметру (до ~100 нм) плоских зародышевых зерен AlN, при котором наблюдались относительно небольшие концентрации винтовых и краевых ПД по сравнению с другими режимами.

При росте буферных AlN слоев с толщиной несколько микрон в них вводились несколько слоев GaN толщиной ~3 нм, в которых сжимающая упругая деформация приводила к отклонению ПД от прямолинейного направления распространения вдоль оси *c*, что увеличивало вероятность взаимодействия дислокаций между собой, сопровождавшемся их объединением или, даже, аннигиляцией. Кроме того, для некоторых дислокаций наблюдалась полная остановка на этих вставках. Первым необходимым условием формирования и эффективности GaN вставок является двумерный режим роста AlN буферных слоев, что обеспечивалось металл(Al)-обогатненными условиями роста. Кроме того, для ввода GaN слоев необходимо избегать избыточной металлической (Al) фазы на поверхности растущих AlN слоев. Некоторое противоречие между этими условиями решалось с помощью разработанного нами метода роста слоев AlN с кратковременными прерываниями потока Al при постоянном потоке N, что исключало образование микрокапель Al на поверхности [7].

Дополнительное снижение ПД наблюдалось при пересечении ими сверхрешеточных структур {AlGa_sN/AlN}_s, $s=10-30$ со средним содержанием Al $x\sim 0.9$, которые выращивались непосредственно на буферных AlN слоях. Кроме того, снижение дислокаций происходило на нескольких вставках тонких AlN слоев в обкладочных Al_{0.85}Ga_{0.15}N слоях. Все эти результаты подтверждают общий вывод о необходимости поддержания высокого и, желательно, варьируемого уровня упругих напряжений в растущей AlGaN гетероструктуре, что приводит к снижению в ее верхней активной зоне концентраций винтовых и краевых ПД до уровней $<5\cdot 10^8\text{см}^{-2}$ и $<5\cdot 10^9\text{см}^{-2}$, соответственно. На рисунке 1а приводится изображение в просвечивающем электронном микроскопе (ПЭМ) AlGa_sN ГС. Поскольку это изображение получено в дифракционных условиях с волновым вектором $\mathbf{g}=(0002)$, то оно демонстрирует последовательное снижение концентрации винтовых и смешанных ПД (для краевых дислокаций наблюдается аналогичная картина).

Верхние обкладочные и волноводные слои $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ выращивались также в металл (Ga)-обогащенных условиях, для которых было обнаружено, что двумерный рост этого тройного соединения (по крайней мере до значения $x=0.75$) реализуется при постоянном отношении потоков Ga и активированного азота $F_{\text{Ga}}/F_{\text{N}} \leq 1.2$, что указывает на независимость процесса десорбции Ga с поверхности растущего слоя от потока Al и содержания Al в слое [5]. Отметим также, что поскольку в металл-обогащенных условиях выполняется соотношение $x=F_{\text{Al}}/F_{\text{N}}$, то это позволяло в условиях МПЭ ПА безынерционно управлять содержанием Al в слое. О двумерном характере роста свидетельствовали линейчатая картина дифракции отраженных быстрых электронов во время роста и результаты исследования морфологии поверхности образцов с помощью атомарно-силовой микроскопии (здесь не приводятся). Характер морфологии свидетельствовал о ступенчато-слоевом механизме роста по спиралям вокруг дислокаций и наименьшая среднеквадратичная шероховатость (rms) составила 0.81 (1.18) нм для площадей 1×1 (10×10) $\mu\text{м}^2$.

Для формирования КЯ в волноводных слоях $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$ ($y-x \sim 0.1$) использовался метод субмонослойной дискретной эпитаксии (СДЭ), который впервые был описан нами в [7]. В этом методе КЯ выращиваются как номинальные сверхрешеточные структуры $\{\text{AlGa}/\text{GaN}\}_n$, $n=3-10$ с номинальной толщиной вставок бинарных слоев менее 1 монослоя, которая оценивалась из времени закрытия заслонки Al источника (1-3 сек). При этом содержание Al в КЯ может регулироваться с использованием простого соотношения связывающего содержание Al в КЯ (x) с временными параметрами открытия заслонок $x=y \cdot t_0/(t_0+t_c)$ - где t_0 и t_c - времена открытия и закрытия заслонки Al-источника, соответственно, во время роста сверхрешеточной структуры, описанной выше. Достоинствами этого метода является возможность прецизионного и практически безынерционного регулирования состава тройного соединения AlGa в КЯ и безостановочный характер роста, что снижает загрязнение химически активных слоев AlGa атомами из остаточной атмосферы ростовой камеры. На рисунке 1b приводится ПЭМ изображение КЯ, которая была сформирована СДЭ. КЯ располагалась в волноводном слое асимметрично в положении, соответствующем максимуму распределения электрического поля с целью оптимизации транспорта носителей в КЯ [4].

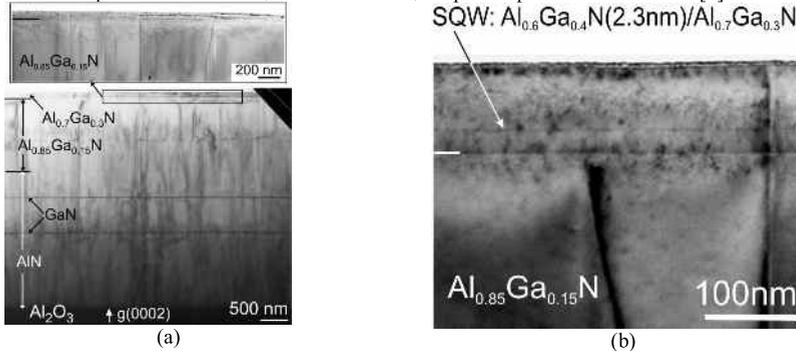


Рис.1. Общее ПЭМ изображение AlGa гетероструктуры на подложке с- Al_2O_3 (a) и ее активной области – волноводного слоя с КЯ $\text{Al}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{N}(2.3\text{нм})/\text{Al}_{0.70}\text{Ga}_{0.30}\text{N}$ (b).

Исследования спонтанной фотолюминесценции (ФЛ) ГС с относительно небольшим содержанием Al в барьерных слоях ($y < 0.6$) и КЯ $\text{Al}_{0.48}\text{Ga}_{0.52}\text{N}(3\text{нм})/\text{Al}_{0.58}\text{Ga}_{0.42}\text{N}$ (структура #1) обнаружили в спектрах одиночный пик с относительно небольшой полушириной $\sim 10\text{нм}$ при 300К (спектр 1 на Рис.2а). Однако, при повышении содержания Al в барьерном слое и КЯ $\text{Al}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{N}(2.3\text{нм})/\text{Al}_{0.70}\text{Ga}_{0.30}\text{N}$ (структура #2) спектры становятся более сложными (спектр 2 на Рис.2а) – их полуширина возрастает до 60 нм и в спектрах могут наблюдаться, как минимум, два уширенных перекрывающихся пика, из которых коротковолновый можно связать с ФЛ барьерного слоя, а длинноволновый – с КЯ. Стоксов сдвиг максимума ФЛ барьерного слоя составляет $\sim 400\text{meV}$ для обоих образцов. Эти результаты свидетельствуют о том, что спонтанная ФЛ определяется различными локализованными состояниями как в барьерных слоях $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$ ($y > 0.7$), так и в КЯ, и эти состояния в существенной степени перекрываются. Глубокие флуктуации потенциального рельефа в слоях AlGa с таким содержанием Al ($x > 0.6$), ответственные за эти локализованные состояния, могут возникать вследствие неоднородности состава этих слоев и наиболее вероятной причиной этого является спонтанное образование в слоях с высоким содержанием Al сверхрешеток с периодом несколько монослоев [9].

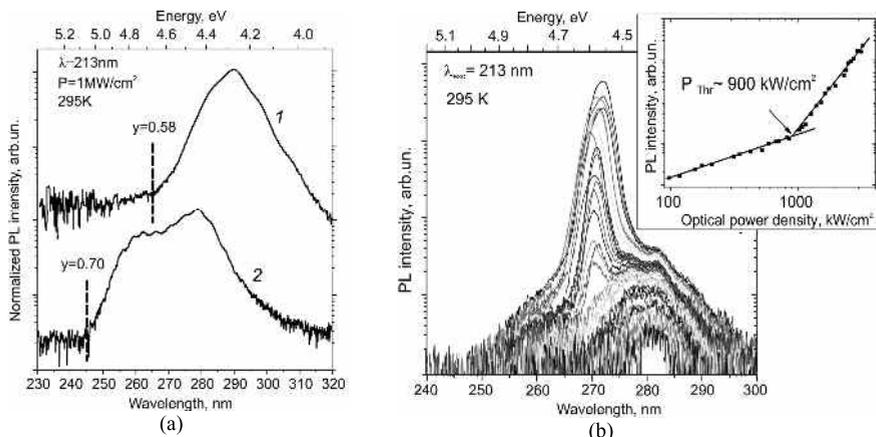


Рис.2. (а) – Спектры ФЛ структур с КЯ $\text{Al}_{0.48}\text{Ga}_{0.52}\text{N}/\text{Al}_{0.58}\text{Ga}_{0.42}\text{N}$ (1) и $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{N}/\text{Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{N}$ (2), измеренные с поверхности структур при 295К и плотности мощности возбуждения 1 MW/cm^2 . Пунктирными отрезками показаны энергетические положения, соответствующие предполагаемым значениям ширины запрещенной зоны (E_g) барьерных слоев [8]. (б)- Спектры ФЛ структуры #2, измеренные с торца гетероструктуры при различных уровнях возбуждения. На вставке показана зависимость интегральной интенсивности ФЛ от уровня возбуждения, с помощью которой оценивалась пороговая плотность мощности стимулированного излучения.

При регистрации спектров излучения ФЛ с торца гетероструктур при повышении уровня возбуждения в обеих структурах наблюдалось сужение спектра и сверхлинейный рост интенсивности, вызванные появлением стимулированной ФЛ. На Рис. 2б приведен спектр ФЛ структуры #2 при различных уровнях возбуждения и зависимости интегральной интенсивности от уровня возбуждения. Стимулированная ФЛ наблюдалась на длинах волн 272 нм с пороговой плотностью мощности возбуждения $\sim 900 \text{ kW/cm}^2$. Для структуры #1 положения максимумов полос стимулированной и спонтанной ФЛ практически совпадают (не показано), что позволяет сделать вывод об относительно узком распределении в этой структуре локализованных энергетических состояний, обладающих высокой плотностью, что также подтверждается сравнительно небольшой полушириной полосы спонтанного излучения. Кроме того, данная структура имеет меньший порог стимулированного излучения по сравнению со структурой #2, что подтверждает предположение о большей однородности состава и толщины КЯ в этой гетероструктуре. Развитие стимулированного излучения в структуре #2 в коротковолновой области спектра означает, что именно в ней оптическое усиление преобладает над потерями в результате высокой плотности локализованных состояний и повышенной вероятности излучательной рекомбинации вследствие ослабленного квантово-размерного эффекта Штарка.

Поляризационные измерения ФЛ обнаружили, что для обеих структур в спектрах стимулированного излучения преобладает ТЕ-поляризованная компонента ($E \perp c$) по сравнению с ТМ-поляризованной ($E \parallel c$). Для спонтанной ФЛ ситуация была другой и в структуре #2, в отличие от структуры #1, доминировала ТМ-поляризованная компонента, как показано на Рис.3а. Такое различие соответствует общим представлениям о перестройке валентной зоны в слоях AlGaIn с повышением содержания Al в них, в результате чего выходное излучение изменяется от ТЕ- к ТМ-поляризованному [10]. Этот эффект имеет крайне негативные последствия для эффективности УФ-светодиодов, поскольку излучение с ТМ-поляризацией не может распространяться в направлениях перпендикулярных кристаллографической c -плоскости, т.е. поверхности приборов.

Данная проблема была решена в AlGaIn гетероструктуре #3, в которой волноводный слой $\text{Al}_{0.80}\text{Ga}_{0.20}\text{N}$ толщиной 100 нм с КЯ $\text{Al}_{0.70}\text{Ga}_{0.30}\text{N}$ (2.1 нм), как показал рентгенодифракционный анализ, был псевдоморфно выращен на буферном AlN слое и подложке $c\text{-Al}_2\text{O}_3$. Поляризационные спектры этой структуры, показанные на Рис.3б, обнаруживают для нее преимущественную ТЕ-поляризацию, что объясняется упругими напряжениями в волноводном слое с КЯ, которые ограничивают перестройку валентной зоны, несмотря на относительно высокое содержание Al в слоях ГС по сравнению со структурой #2. Отметим, что этот эффект был прежде теоретически описан и экспериментально показан для аналогичных структур с КЯ на объемных AlN подложках в [10].

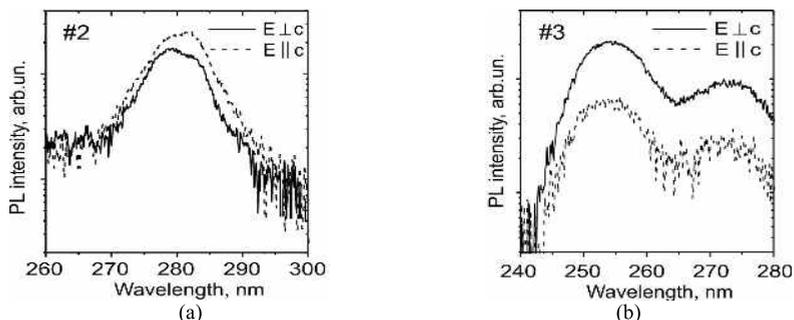


Рис.3. – Поляризационные спектры спонтанной ФЛ (295К) в гетероструктурах #2 (а) и #3 (b) при указанных условиях возбуждения

Таким образом, в работе продемонстрированы возможности МПЭ ПА по росту AlGa_xN ГС с КЯ с высоким содержанием Al ($x > 0.6$) и концентрацией прорастающих дислокаций 10^8 - 10^9 см⁻² на обычных c-Al₂O₃ подложках. Исследования спонтанной ФЛ показали сложный характер спектров, свидетельствующий об излучательной рекомбинации через локализованные состояния в барьерных слоях и КЯ. Обнаружено, что ширина спектра ФЛ обусловлена неоднородностью состава Al_xGa_{1-x}N, возрастающей с увеличением средней концентрации алюминия ($x > 0.7$). Продемонстрирована стимулированная люминесценция в среднем УФ диапазоне спектра с минимальной длиной волны 272 нм и пороговой плотностью мощности оптического возбуждения 900 кВт/см². Для всех исследованных структур стимулированное излучение имело ТЕ-поляризацию, что определяется в основном их волноводными свойствами. Обнаружена зависимость поляризации спонтанного излучения от упругих напряжений в активной области ГС. Это излучение может быть ТЕ-поляризованным в псевдоморфной гетероструктуре с высоким содержанием Al Al_{0.7}Ga_{0.3}N(2.1nm)/Al_{0.8}Ga_{0.2}N/ AlN/c-Al₂O₃, что объясняется упругими сжимающими напряжениями, ограничивающими перестройку валентных зон твердого раствора AlGa_xN.

- [1] UV-LEDs Report, March, 2013, Yole Development.
- [2] S. Yoshida, Y. Yamashita, M. Kuwabara, H. Kan. Nature Photonics **2**, 551 (2008).
- [3] T. Wunderer et al. Phys. Stat. Sol. C **9**, 822–825 (2012).
- [4] V.N. Jmerik, E.V. Lutsenko, S.V. Ivanov et al. Appl. Phys. Lett. **96**, 141112 (2010).
- [5] V.N. Jmerik, E.V. Lutsenko, S.V. Ivanov et al. Phys. Stat. Sol. A **210**, 439-450 (2013).
- [6] D.V. Nechaev, V.N. Jmerik, S.V. Ivanov et al. J.Crystal Growth, *in press* (2013).
- [7] V.N. Jmerik, S.V. Ivanov et al. J.Crystal Growth, **354**, 188 (2012).
- [8] В.Н. Жмерик, Е.В. Луценко, С.В. Иванов и др. ФТП **42**, 1452 (2008).
- [9] M. Gao et al. J. Appl. Phys. **100**, 103512 (2006).
- [10] J.E. Northrup et al. Appl. Phys. Lett. **100**, 021101 (2012).

AlGa_xN HETEROSTRUCTURES FOR SPONTANEOUS AND STIMULATED ULTRAVIOLET EMISSION SOURCES

V.N. Jmerik¹*, E.V. Lutsenko², S.V. Ivanov¹

¹Ioffe Physical Technical Institute, Politekhnicheskaya, 26, 194021, Saint Petersburg, phone. +7(812)2927124, e-mail: jmerik@pls.ioffe.ru;

²Institute of physics, Independence av., 68, 220072, Minsk, Belarus

The paper describes main features of plasma-assisted molecular beam epitaxy of AlGa_xN-based quantum well structures with the threading dislocation densities of 10^8 - 10^9 cm⁻². The best structural quality was provided by the high temperature AlN initial layers grown by migration enhanced epitaxy and metal rich conditions of the AlN buffer layers with the thin GaN interlayers to filter threading dislocations. Optically pumped stimulated emission at 272 nm was observed with the threshold power density of 900 kW/cm². All stimulated emission spectra exhibited TE-polarization, while for spontaneous ones, the same polarization was revealed only for the pseudomorphic Al_{0.7}Ga_{0.3}N(2.1nm)/Al_{0.8}Ga_{0.2}N(100nm)/AlN heterostructure emitting at 254 nm, which was grown over c-Al₂O₃ substrate.

КИНЕТИКА И ТЕРМОДИНАМИКА ОБРАЗОВАНИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ФАЗЫ AlN НА ПОВЕРХНОСТИ (0001)Al₂O₃ В УСЛОВИЯХ МЛЭ

Т.В. Малин¹, В.Г. Мансуров^{1*}, Ю.Г. Галицын¹, К.С. Журавлев¹.
¹ИФП СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
тел. +7(383)3304474, e-mail: mansurov@isp.nsc.ru;

В технологии эпитаксиального роста тонких пленок А₃-нитридов на поверхности сапфира критически важными являются самые начальные этапы формирования кристалла на чужеродной подложке: нитридизация сапфира и зародышеобразование нитридов. В данной работе исследуются начальные стадии формирования AlN на (0001)Al₂O₃ в процессе молекулярно лучевой эпитаксии с использованием аммиака. Синтез пленок в молекулярно лучевой эпитаксии обычно включает следующие элементарные стадии: адсорбция и десорбция атомов и молекул, включая диссоциативную хемосорбцию молекул, диффузия атомов по поверхности, химическое взаимодействие компонентов, встраивание атомов в узлы решетки. В настоящей работе исследуется формирование двумерной кристаллической фазы AlN на поверхности (0001) монокристаллического сапфира под потоком аммиака при различных температурах.

Известно, что в условиях вакуума при достаточно высокой температуре поверхность сапфира частично восстанавливается до AlO [1]. Для описания процесса образования AlN при взаимодействии потока NH₃ и поверхностных атомов AlO требуется, по крайней мере, учет следующих реакций:

1. $NH_3^{gas} \rightarrow NH_2^{ads} + \frac{1}{2} H_2$ диссоциативная хемосорбция;
2. $NH_2^{ads} + NH_2^{ads} \rightarrow N_2 + 2H_2$ рекомбинация радикалов;
3. $NH_2^{ads} + AlO \rightarrow AlN + 2H_2O$ образование AlN.

Тогда суммарная валовая реакция взаимодействия сапфира и аммиака



Образование и накопление кристаллической фазы AlN под потоком аммиака при различных температурах подложки (850-1150°C) исследовались методом дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО). Измерялась эволюция интенсивности рефлексов фазы AlN в двух симметричных азимутах [10-10] и [11-20]. Типичное изменение интенсивности рефлексов в азимуте [11-20] приведено на рисунке 1.

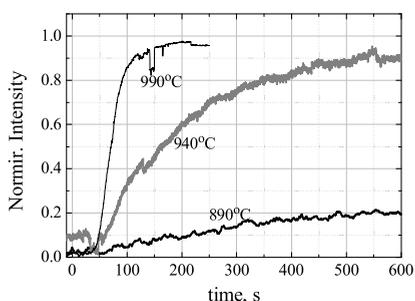


Рис.1. Эволюция интенсивности рефлекса AlN в ДБЭО при различных температурах

Видна существенная температурная зависимость скорости образования AlN в диапазоне 850-1000°C, причем кинетические кривые носят S-образный характер, что указывает на существование

индукционного периода. В рамках указанных выше кинетических уравнений среднего поля удалось описать представленные экспериментальные кривые накопления двумерной кристаллической фазы AlN при различных температурах. Однако при более высоких температурах (1000-1150°C) скорость образования AlN практически не зависит от температуры.

Наряду с химическими реакциями взаимодействия Al₂O₃ и NH₃, происходящими на поверхности, образование новой **упорядоченной** фазы AlN по сути дела представляет собой фазовый переход (ФП) на поверхности Al₂O₃ от решеточного газа появившихся элементарных ячеек AlN к плотной двумерной (2D) **кристаллической** фазе, или при определенных условиях, возможно, к 3D островкам.

Интенсивность дифракционного рефлекса связана с параметром порядка в кристаллической фазе и ее количеством, и практически не чувствует аморфную (неупорядоченную) фазу AlN. Полученные экспериментальные данные показывают, что образование AlN происходит путем непрерывного двумерного фазового перехода 2-ого рода при T>T_{кр}.

Такие фазовые переходы на поверхности принято описывать в рамках модели решеточного газа. Обычно считается, что на одну поверхностную решеточную ячейку приходится 1 атом. Однако в реальности одна решеточная ячейка может включать несколько атомов. Кроме того, конденсация ячеек решеточного газа в плотную фазу происходит за счет потенциала притяжения, однако однотипные ячейки решеточного газа при прямом взаимодействии отталкиваются. Поэтому требуется учесть эффективное притяжение, возникающее за счет непрямого многочастичного взаимодействия решеточных ячеек. Описание этих процессов требует использования расширенной модели решеточного газа с включением ряда промежуточных решеточных газов [2, 3], частично заполняющих основную решеточную ячейку.

В работе показано, что трехпараметрическая изотерма хорошо описывает ФП при температурах выше 990°C при следующих параметрах латерального взаимодействия V=0.1 эВ (энергетические затраты при создании промежуточного решеточного газа), U=-0.7 эВ (энергия стабилизации при образовании основной ячейки AlN) и E_r=1.5 эВ (прямое латеральное отталкивание решеточных ячеек).

Работа поддержана РФФИ (грант 13-02-00985, 12-02-00930 и 12-02-00453) и ГК Минобрнауки №16.523.12.3010.

[1] T.M. French and G.A. Somorjai, J. Phys. Chem. **74**, 2489 (1970).

[2] Ю.Г. Галицын, А.А. Лямкина, С.П. Мощенко, Д.В. Дмитриев, А.И. Торопов, Ю.И. Михайлов, E. Placidi. Доклады АН ВШ РФ **2**, 27 (2012).

[3] Yu.G. Galitsyn, et al. in book Self-assembly of Nanostructures, Editor S. Belucci. Springer, NY, p.127.

KINETICS AND THERMODYNAMICS OF AlN CRYSTAL FORMATION ON (0001)Al₂O₃ SURFACE BY AMMONIA MBE

T.V. Malin¹, V.G. Mansurov^{1}, Yu.G. Galitsyn¹, K.S. Zhuravlev¹*

¹ISP SB RAS, Lavrentiev, 13, 630090, Novosibirsk,
phone. +7(383)3304474, e-mail: mansurov@isp.nsc.ru;

AlN crystal formation on the (0001)Al₂O₃ surface during nitridation in ammonia MBE are investigated by reflection high energy electron diffraction (RHEED). Evolution of RHEED pattern during the process was measured. Significant temperature dependence of AlN formation rate in range 890-990°C are found and it could be described by kinetics of the surface chemical reactions result from the interaction of Al₂O₃ and NH₃ (ammonia). The NH₃ dissociative chemical adsorption on the surface, desorption, recombination of NH₂ radicals and chemical reaction between NH₂ radicals and AlO are taken into account. A kinetics scheme for the process is developed. On the other hand the AlN formation rate is almost saturated at temperatures higher of 1000°C. This overall behavior is explained in terms of surface phase transition from lattice gas of AlN nuclei to condensed aluminum nitride crystal phase. The three-parameter isotherms of 2D phase transition are used to describe the experimental curves of AlN formation at high temperatures. The parameters V=0.1 eV of energy cost for intermediate lattice gas formation, U=-0.7 eV for stabilization energy (energy gain with final AlN lattice formation), and E_r=1.5 eV for direct repulsive interaction between lattice cells are found to provide good agreement of theoretical and experimental curves.

РАЗРАБОТКА МЛЭ ТЕХНОЛОГИИ ВЫРАЩИВАНИЯ AlGaIn/GaN ГЕТЕРОСТРУКТУР ДЛЯ УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫХ *p-i-n* ФОТОДИОДОВ

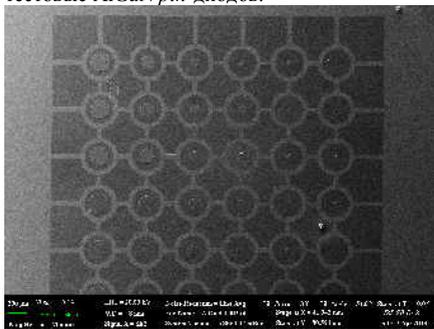
*Т.В.Малин¹, А.М.Гилинский¹, В.Г.Мансуров¹, Д.Ю.Протасов¹, А.К.Шестаков¹,
К.С.Журавлев^{1*}, К.О.Болтарь², И.Д.Бурлаков², М.В.Седнев²*

¹ ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, 633090, Новосибирск,
тел. +7(383)3304475, e-mail: zhur@isp.nsc.ru;

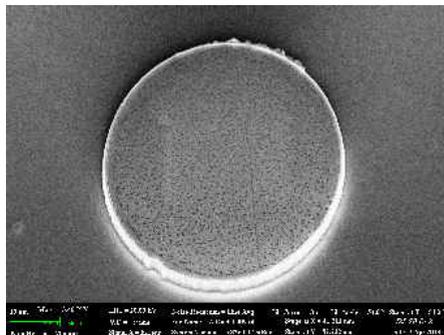
² ОАО «НПО «Орион», Шоссе Энтузиастов, д.46/2, 111123, Москва

Активный интерес к ультрафиолетовым (УФ) фотоприемным устройствам определяется их способностью регистрировать УФ излучение различных источников на сильном солнечном фоне. Наибольший интерес с практической точки зрения представляет спектральный диапазон $\lambda=240-280$ нм, в котором солнечное излучение поглощается стратосферным озоновым слоем.

В работе разработана конструкция и технология получения методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) AlGaIn/GaN гетероструктур для УФ солнечно-слепых и видимо-слепых *p-i-n* фотодиодов, регистрирующие излучение в спектральных диапазонах 250–280 нм и 300–380 нм, соответственно. Для этого выполнено математическое моделирование AlGaIn *pin*-диодов, проведен расчет зависимости фототока AlGaIn *pin*-диодов от параметров многослойных AlGaIn гетероструктур. Затем разработана МЛЭ технология получения AlGaIn слоев и многослойных AlGaIn гетероструктур, включающая нитридизацию поверхности подложки сапфира, создание инициирующего зародышевого слоя и буферного слоя, рост слоев $Al_xGa_{1-x}N$ слоев с молярной долей алюминия от 0 до 0,7, а также легирование этих слоев донорами (кремнием) и акцепторами (магнием). Для обеспечения большого динамического диапазона уровня легирования слоев AlGaIn донорами, от 5×10^{13} до 1×10^{20} см⁻³, требующегося при росте AlGaIn *pin*-диодов, сконструирована и изготовлена линия подачи силана в установку МЛЭ. Исследовано влияние режимов роста и конструкции буферного слоя на морфологию поверхности, плотность прорастающих дислокаций и других структурных дефектов, электрофизические и оптические свойства отдельных слоев AlGaIn и AlGaIn гетероструктур для УФ фотоприемников. Отработана технология плазменного травления AlGaIn и получения омических контактов к слоям AlGaIn *n*- и *p*-типов проводимости. Изготовлены тестовые AlGaIn *pin*-диоды и исследованы их характеристики. На рис.1 приведены изображения тестовые AlGaIn *pin*-диодов.



(а)

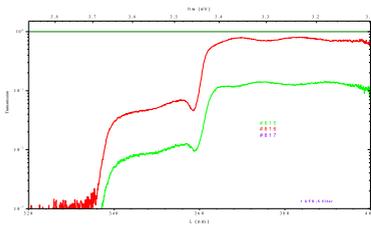


(б)

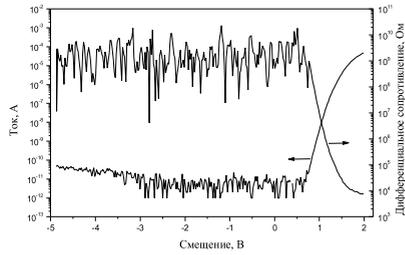
Рисунок 1. Изображения тестовых *pin*-диодов, полученные с помощью вторичной электронной микроскопии: а) общий вид; б) отдельный диод $\varnothing 50$ мкм.

Спектры пропускания и вольт-амперная характеристика тестового диода с диаметром 200 мкм приведены на рис. 2. Величина темного тока при обратном смещении до 3 В находится ниже пределов измерения.

В ОАО «НПО «Орион» на основе AlGaIn гетероструктур изготовлена матрица фоточувствительных элементов формата 320×256 элементов с шагом 30 мкм и размером фоточувствительных элементов 24×24 мкм² и зарегистрирована чувствительность фотодиодов к излучению УФ светодиода, излучающего в спектральном диапазоне 265 ± 5 нм.



(a)



(б)

Рисунок 2. (а) Спектры пропускания и (б) ВАХ и дифференциальное сопротивление тестового диода диаметром 50 мкм при комнатной температуре.

THE MBE GROWTH TECHNOLOGY DEVELOPMENT OF AlGa_n/Ga_n HETEROSTRUCTURES FOR ULTRAVIOLET *P-I-N* PHOTODIODES

*T.V. Malin¹, A.M. Gilinsky¹, V.G. Mansurov¹, D. Yu. Protasov¹, A.K. Shestakov¹,
K.S. Zhuravlev^{1*}, K.O. Boltar², I.D. Burlakov², M.V. Sednev²*

¹Rzhanov Institute of Semiconductors Physics, pr. Lavrentieva, 13, 630090, Novosibirsk,
phone. +7(383)3304475, e-mail: zhur@isp.nsc.ru;

²“ORION” “RD&P Center”, 46/2, Entuziastov highway, 111123, Moscow

The MBE growth technology of AlGa_n/Ga_n heterostructures for *p-i-n* ultraviolet visible-blind and solar-blind photodiodes was developed. The dependence of photocurrent on parameters of AlGa_n heterostructures was simulated first. The growth of heterostructures was starting at nitridation of sapphire substrate, then the construction of nuclear layer and buffer layer were adjusted. Afterwards Al_xGa_{1-x}N layers with Al mole fraction *x* in range 0÷0.7 were grown. This layer were doped by Si or Mg impurities for achieving of n-type or p-type conductivity with charge carriers concentration up to $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ and $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, respectively. The investigations of influence of growth conditions on parameters of AlGa_n heterostructures were performed. At last, testing *p-i-n* photodiodes were fabricated and investigated.

РАЗВИТИЕ СТАНДАРТИЗОВАННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ III-НИТРИДОВ В ЗАО «СВЕТЛАНА-РОСТ»

Д.М. Красовицкий, А.Л. Дудин, С.В. Кокин, Н.И. Кацавец, А.Г. Филаретов, В.П. Чалый*
ЗАО «Светлана-Рост», пр. Энгельса, 27, 194156, Санкт-Петербург,
тел. +7(812)7021308, e-mail: krasovitsky@semiteq.ru;

В течение ряда последних лет СВЧ электронная компонентная база (ЭКБ) на основе нитридов III группы прочно вошла в сферу деятельности крупнейших мировых центров микроэлектроники. Примечательно, что разработки технологии нитридной ЭКБ за рубежом с самого начала построены на принципах «foundry», в соответствии с которыми использование стандартных конструкций и технологий позволяет, не изменяя технологический процесс, изготавливать не одну конкретную МИС, а целый класс изделий. В России данный метод организации производства материалов и ЭКБ, основанный на использовании стандартных конструкций и стандартных технологий, называется «производством пластин с кристаллами заказанных элементов» и узаконен нормативными документами, выпущенными в 2009 году 22-ым ЦНИИИ МО РФ [1,2]. ЗАО «Светлана-Рост» последовательно развивает указанные выше принципы, основываясь на собственной научно-производственной базе. В настоящем докладе рассмотрены различные аспекты ведущихся разработок: от базовых технологических процессов, каждый из которых доводится до уровня стандартизации, достаточного для оказания технологических услуг, до комбинации указанных процессов в стандартизованные технологии производства различных классов ЭКБ на основе нитридов III группы.

К 2010 году в компании были стандартизованы конструкция и техпроцесс изготовления методом аммиачной молекулярно-пучковой эпитаксии гетероструктур на основе AlGaIn с двойным электронным ограничением [3], разработаны и утверждены Технические условия. Приборная апробация гетероструктур в изделиях сторонних производителей СВЧ ЭКБ, в зависимости от примененной топологии, показала плотность мощности в постоянном режиме не менее 4 Вт/мм на 4 ГГц (длина затвора 0,5 мкм, field-plate) и предельные частоты более 60 ГГц (длина затвора 0,15 мкм) [4]. В настоящее время, в связи с возрастающими требованиями потребителей гетероструктур, ведется доработка технологии и ее адаптация к подложкам различных производителей, в том числе переход на карбид кремния диаметром 76,2 мм. Так, в прошедшем году была успешно решена проблема обеспечения необходимого уровня кривизны поверхности указанных гетероструктур, разработанные дополнительные параметры качества будут включены в Технические условия. Вместе с тем, по заказу Минпромторга РФ, в компании ведутся разработки технологии новых, еще более перспективных гетероструктур на основе гетероперехода InAlN/GaN, интенсивно исследуемых в мире с целью использования в производстве ЭКБ миллиметрового диапазона. К настоящему времени нами получены гетероструктуры с электрофизическими параметрами двумерного электронного газа, соответствующими Техническому заданию; их приборная апробация должна быть завершена к 2015 году.

Ранее сообщалось, что в компании был разработан стандартный техпроцесс «AlGaIn DHFET 05 DL», на основе которого в сжатые сроки проведены разработки нитридной ЭКБ S- и C-диапазон [4]. За прошедшее время с рядом отечественных производителей ЭКБ проведены разработки пластин с заказанными элементами на основе указанного техпроцесса, в частности, успешно завершён ряд ОКР в рамках ФЦП №1. Вместе с тем, тесное взаимодействие с потребителями ЭКБ выявило и ряд очевидных несовершенств разработанного процесса, приводящих к заведомому отставанию параметров наших кристаллов от изделий мировых лидеров. Так например, усиление и отдаваемая мощность кристаллов компании TriQuint (США), имеющих ту же суммарную периферию, но изготовленных по более продвинутой технологии, превышали наши параметры в 1,3-1,5 раз и в 1,7-2,0 раза, соответственно. Поэтому наши усилия были сосредоточены на развитии новых базовых технологий, с тем чтобы модернизировать существующий стандартизованный процесс и разработать следующие, более перспективные. В частности, в компании освоены базовые технологии формирования различных видов field plate, мостов большой площади и металлизированных сквозных отверстий, которые по совокупности должны значительно повысить мощностной потенциал процесса с проектной нормой 0,5 мкм. В настоящее время указанные технологии интегрируются в новый техпроцесс, целью которого является производство кристаллов мощных транзисторов большой периферии для S- и C- диапазонов. В то же время, в компании недавно отработана базовая технология формирования T-образного затвора с проектной нормой 0,2 мкм, которая должна стать основой нового стандартизованного процесса для производства ЭКБ X-

диапазона. Малосигнальные параметры тестовых транзисторов с затвором длиной 0,2 мкм сравнимы с зарубежными аналогами и показали высокий потенциал указанной технологии.

Другим бурно развивающимся направлением использования нитридов III группы является создание на их базе СВЧ акустоэлектронных приборов на объемных волнах, основой которых является СВЧ ФБАР резонатор (FBAR- finite bulk acoustic resonator) на нитридных эпитаксиальных гетероструктурах высокого кристаллического качества [4]. В ЗАО «Светлана-Рост» в рамках оказания технологических услуг с прошлого года проводятся процессы изготовления уже комплексированных многослойных структур, включая выращивание гетероструктур AlN/GaN на подложках кремния методом МЛЭ, последующего плазмохимического травления, нанесения диэлектрических и металлических покрытий, в том числе- комбинированных зеркал SiO₂/Mo, полученных чередованием циклов плазмохимического осаждения и электронно-лучевого напыления. За последние несколько лет данная тематика получила развитие в ряде ОКР, целью которых является разработка широкого спектра акустоэлектронной ЭКБ диапазона до 12 ГГц. К настоящему времени продемонстрирована работоспособность акустоэлектронных резонаторов, созданных при участии ЗАО «Светлана-Рост» в ОАО «КБ «Икар», на частотах до 10 ГГц. Полученные результаты находятся в ряду лучших достижений ведущих разработчиков в данной области, что наглядно показывает эффективность используемой схемы взаимодействия, основанной на принципах специализации и кооперации отечественных предприятий.

- [1] Временное положение "Порядок выполнения работ при взаимодействии разработчика микросхем и изготовителя пластин с кристаллами заказанных элементов", ФГУ 22ЦНИИИ МО, 2009 г.
- [2] Временное положение "Изделия электронной техники, квантовой электроники и электротехники военного назначения. Пластины с кристаллами заказанных элементов. Общие технические условия", ФГУ 22ЦНИИИ МО, 2009 г.
- [3] А. Алексеев, Д. Красовицкий, С.Петров, В.Чалый. Компоненты и Технологии, **2**, 106 (2008).
- [4] Д. Красовицкий и др., Тез. докладов 8-й Всероссийской конф. «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы» (Санкт-Петербург, ФТИ им. Иоффе РАН, 26-28 мая 2011 г.), с. 133.

PROGRESS IN III-NITRIDE TECHNOLOGIES DEVELOPMENT IN "SVETLANA-ROST", JSC

D.M. Krasovitsky, A.L. Dudin, S.V. Kokin, N.I. Katsavets, A.G. Filaretov and V.P. Chaluy*

¹Svetlana-Rost, JSC. Engels ave., 27, 194156, Saint Petersburg,
phone. +7(812)7021308, e-mail: krasovitsky@semiteq.ru;

The industrial level technologies including molecular beam epitaxy and submicron planar processing are developed to realize novel electron devices based on III-nitride multilayer heterostructures. For microwave applications, a number of heterostructures types are developed, in which strong carrier confinement of 2DEG for collapse-free transistor operation is provided by placing GaN channel between barriers of various content, both standard AlGaN and novel InAlN as well. Based on these heterostructures and using advanced planar processing, a number of MMICs for L-, S-, C- and X-band would be realized. For various types of bulk acoustic resonators, stress-controlling technology of AlN/GaN layers having high depth uniformity on Si substrates is also developed. Combining these layers with complicated Mo/SiO₂ Bragg acoustic mirrors, devices with resonant frequencies as high as 10 GHz were demonstrated.

СНИЖЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ПРОРАСТАЮЩИХ ДИСЛОКАЦИЙ В СЛОЯХ AlGaN С ВЫСОКИМ СОДЕРЖАНИЕМ Al ПРИ ИХ РОСТЕ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВОЙ ЭПИТАКСИИ С ПЛАЗМЕННОЙ АКТИВАЦИЕЙ АЗОТА

*Д.В. Нечаев**, В.Н. Жмерик, В.В. Ратников, А.А. Ситникова, П.Н. Брунков, Д.А. Кириленко, Е.М. Михайлов, С.В. Иванов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе. Политехническая ул. 26, 194021, Санкт-Петербург
тел. +7(812) 297-2245, e-mail: nechayev@mail.ioffe.ru

Молекулярно-пучковая эпитаксия с плазменной активацией азота (МПЭ ПА) является одной из основных технологий роста $Al_xGa_{1-x}N$ гетероструктур (ГС) с высоким содержанием Al ($x>0.5$) для ультрафиолетовых (УФ) фотоприемников и эмиттеров [1,2]. Однако рабочие характеристики этих приборов, выращенных, как правило, на с-сапфировых подложках, ограничены относительно высокой плотностью прорастающих дислокаций (ПД) в гетероструктурах (до $\sim 10^{10}$ см⁻²), что примерно на порядок превосходит плотности ПД в структурах InGaN/GaN на тех же подложках. В принципе, существенного снижения плотности ПД (до 10^3 - 10^6 см⁻²) можно достичь при росте на объемных подложках AlN [3], но их высокая стоимость вынуждает развивать методы роста на гетероэпитаксиальных подложках. Однако, до сих пор эти методы развивались главным образом для газофазных технологий, в то время как в МПЭ ПА они почти не использовались. В этой работе анализируются возможности применения известных методов снижения плотностей ПД в технологии МПЭ ПА, как на начальных стадиях роста зародышевых AlN слоев на с-Al₂O₃ подложках, так и при дальнейшем росте буферных слоев $Al_xGa_{1-x}N$ ($x=0.7$ -1).

При росте AlGaN/AlN ГС использовались 30-50 нм зародышевые AlN слои, которые выращивались при различной температуре подложки ($T_s=550^\circ$ и 780° С) с использованием либо стандартной МПЭ, либо в режиме эпитаксии с повышенной миграцией атомов (ЭПМ). AlN буферные слои с толщиной до 3 мкм были выращены в металл-обогащенных условиях при $T_s=780^\circ$ С, что обеспечило им атомарно-гладкую морфологию [4]. В эти слои было вставлено несколько (до шести) слоев GaN с толщиной ~ 3 нм, которые выращивались либо в двумерном (2D), либо в трехмерном (3D) режимах роста при Ga- или азот-обогащенных условиях, соответственно. За буферным слоем следовала короткопериодная $\{AlN/Al_{0.85}Ga_{0.15}N\}_{20}$ сверхрешетка (СР) (со средним содержанием Al $\sim 92\%$) в переменных 3D/2D стехиометрических условиях, соответственно. В барьерные слои $Al_{0.85}Ga_{0.15}N$ квантоворазмерных ГС вставлялось несколько слоев AlN толщиной 15 нм. Образцы исследовались с помощью атомно-силовой микроскопии (АСМ), просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), а также рентгено-дифракционного анализа (РДА).

Рис.1а демонстрирует эффект повышения температуры роста зародышевых слоев AlN, при которой наблюдается более чем двукратное снижение концентрации центров зародышеобразования (до $\sim 2 \cdot 10^{11}$ см⁻²), что обеспечивает снижение плотности винтовых и краевых ПД в последующих буферных слоях AlN до значений $\sim 1 \cdot 10^9$ и $\sim 9 \cdot 10^9$ см⁻², соответственно, полученных из РДА (Рис.1б). Из этих рисунков также следует, что рост зародышевых слоев методом ЭПМ приводит к дальнейшему снижению плотности центров зародышеобразования до значений $< 10^{11}$ см⁻², при которой достигаются минимальные в слоях AlN толщиной ~ 2 мкм концентрации винтовых и краевых ПД $\sim 5 \cdot 10^8$ см⁻² и $\sim 5 \cdot 10^9$ см⁻², соответственно. Эти результаты свидетельствуют о существенной роли межзеренных границ зародышевого AlN слоя на процесс зарождения ПД.

Критичной для развиваемых методов ограничения ПД во время роста буферных слоев AlN оказалась оптимизация параметров роста тонких слоев GaN. Например, при их росте в 2D-режиме или в случае использования слишком большого количества слоев (10) при толщине 5 нм наблюдалось полное или частичное отслоение ГС от подложки. Однако, введение нескольких (3-6) слоев GaN толщиной до 3 нм в 3D режиме не приводило к изменению морфологии ГС после роста и обеспечило эффективное отклонение ПД от вертикального направления их распространения. Рис.1с демонстрирует ПЭМ изображение первой GaN вставки в AlN буферном слое, при которой наблюдается 20% снижение плотности ПД вследствие повышения взаимодействия ПД между собой с последующим их объединением и/или слиянием.

Из анализа ПЭМ-изображения $\{AlGaN/AlN\}_{20}$ СР (Рис.1d) следует, что она также ограничивает распространение ПД. Можно предположить что, как и для GaN вставок, чередование упругих напряжений и морфологии поверхности слоев в СР оказывает комплексное влияние на распространение ПД сквозь нее. Кроме того, нами было обнаружено дополнительное снижение ПД в барьерных слоях $Al_{0.85}Ga_{0.15}N$ в результате воздействия на дислокации тонких слоев AlN и спонтанно образованных СР, что подробно рассматривается в докладе [5].

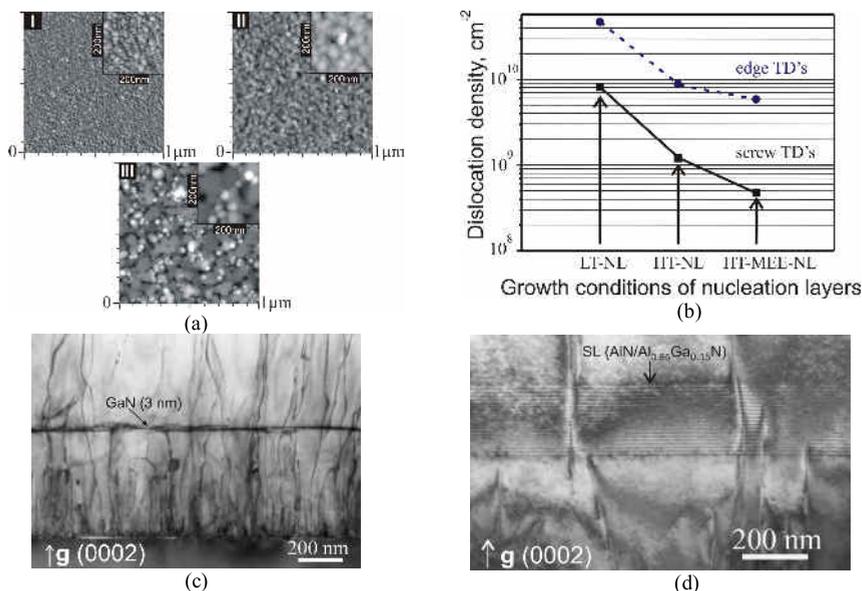


Рис.1. (а) АСМ изображения зародышевых слоев AlN, выращенных при температуре подложки 550°C (I), 780°C(II) стандартной МПЭ и при 780°C методом ЭПМ (III); (b) диаграмма, демонстрирующая изменение плотности ПД (из РДА) в AlN буферных слоях при различных зародышевых слоях AlN; ПЭМ изображения: (с) 3-нм вставки GaN и(д) AlN/AlGaIn CP в AlN буферных слоях.

Таким образом, при МПЭ ПА существенное снижение плотности винтовых и краевых ПД в AlN буферных слоях до $5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ и $5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$, соответственно, может быть достигнуто при высокотемпературном (780°C) росте AlN зародышевых слоев методом ЭПМ и использовании 2D-роста AlN буферных слоев с несколькими вставками 3D-GaN толщиной 3 нм. Дополнительный эффект снижения ПД был выявлен и в барьерных слоях $\text{Al}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{N}$, содержащих несколько тонких слоев AlN толщиной 15 нм и спонтанно-образованные CP.

- [1] T. D. Moustakas et. al., Appl. Phys. Lett. **100**, 061111 (2012).
- [2] V.N. Jmerik et. al., Appl. Phys. Lett. **96**, 141112, (2010).
- [3] L. J. Schowalter et al., Appl. Phys. Lett. **91**, 051116 (2007).
- [4] V.N. Jmerik et al., J. Cryst. Growth **354**, 188 (2012).
- [5] Е.М. Михайлов и др., тезисы 9-ой Всероссийской конференции «Нитриды галлия...», (2013).

REDUCING THE THREADING DISLOCATIONS DENSITY IN AlGaIn LAYERS WITH HIGH Al CONTENT GROWN BY PLASMA ASSISTED MOLECULAR BEAM EPITAXY

D.V. Nechaev*, *V.N. Jmerik, V.V. Ratnikov, A.A. Sitnikova, P.N. Brunkov,*
D.A. Kirilenko, E.M. Mihaylov, S.V. Ivanov

Ioffe Physical-Technical Institute, 26 Polytekhnicheskaya, St Petersburg 194021, Russian Federation
phone. +7(812)2972245, e-mail: Nechaev@mail.ioffe.ru;

The paper reports different techniques of the threading dislocations (TD) reduction in AlGaIn heterostructures during plasma-assisted molecular beam epitaxy. It has been found that the migration enhanced epitaxy of the AlN nucleation layers at the highest substrate temperature of 780°C as well as employing 2D-grown AlN buffer with a few 3-nm-thick 3D-GaN strained layers provides lowest screw and edge TD's density of $<5 \cdot 10^8$ and $<5 \cdot 10^9$, respectively. These effects show the importance of grain boundaries in the nucleation layers on TD's generation. Further TD's reduction is induced by their inclination at thin GaN interlayers in the buffer layer followed by annihilation. Additional TD's filtering was observed in $\text{Al}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{N}$ barrier layer with a few 15-nm-thick AlN layers and spontaneous SLs.

ОСНОВНЫЕ РОССИЙСКИЕ ДОСТИЖЕНИЯ В ОБЛАСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ИСТОЧНИКОВ СВЕТА

О.И. Рабинович.

ООО “Адекс”, 119313, А/Я 409, Москва, Российская федерация
тел. +7(909)1667755, e-mail: rawork2008@mail.ru

В этот году мы отмечаем не только полувековой юбилей первого светоизлучающего диода красного цвета свечения Николая Голоньяка (N. Holonyak), но и два юбилея - 110 лет со дня рождения уникального российского учёного Олега Владимировича Лосева и 90 -ний юбилей с момента опубликования первых его работ относительно полупроводникового источника света. Первые эксперименты О.В. Лосева 1921 г. в радиотехническом научно-исследовательском и производственном институте - Нижегородской радиолaborатории Наркомата почт и телеграфа увенчались успехом, он обнаружил гетеродинный приём сигнала на основе полупроводникового прибора. Полученный эффект, по существу, являлся прообразом транзисторного эффекта. Приёмник О.В. Лосева получил название «Кристадин», что означало «кристаллический гетеродин» - “детектор – усилитель” [1].

При изучении различных типов детекторов Лосев установил новый эффект - появление в точке контакта острия с металлом свечения. Оно наблюдалось не у всех образцов и было относительно слабым, хотя некоторые типы кристаллов карборунда (SiC) резко выделялись - они светились. Светилась и поверхность и даже вся толщина образца, прилежавшая к острию. Свечение было “холодное” и “безынерционное” [2]. Оно зависело от направления тока: “Можно различать два вида свечения... Свечение I - зеленовато-голубая, яркая маленькая точка и Свечение II, когда ярко флуоресцирует значительная поверхность кристалла”. В современной терминологии это означает предпробойную и инжекционную электролюминесценцию. Это, по существу, было предтечей современной оптоэлектроники

В 1952-1953 гг. Х. Велькер опубликовал фундаментальную статью [3, 4], в которой обосновывалась возможность создания целого класса искусственных полупроводников на любой вкус, соединяя парами специально подобранные металлы, образующие интерметаллические соединения. Но в 1950 г. на Совещании по свойствам полупроводников в Киеве учёные из Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе - Нина Александровна Горюнова и Анатолий Робертович Реголь изложили на примере антимонида индия экспериментальные доказательства, подтверждающие правильность гипотезы о полупроводниковом характере свойств соединений группы $A^{III}B^V$. Отталкиваясь от химических представлений об изоморфизме, кристаллохимических группах, видах валентной связи, они связывали это с электрофизическими свойствам синтезируемых веществ. Хотя ещё академик Абрам Фёдорович Иоффе в 1947 г., обобщая результаты исследований широкого круга веществ с различными кристаллохимическими характеристиками, высказал гипотезу о том, что параметры вещества, характеризующего полупроводниковые свойства - эффективная масса носителей заряда, ширина запрещённой зоны и т.д. - определяются ближним порядком, а именно природой химической связи атомов вещества, координационным числом, величиной межатомных расстояний. Дальний порядок – основа зонной теории полупроводников – определяет условия движения свободных носителей заряда в твёрдых и жидких телах.

Нельзя не упомянуть одну из пионерских работ по исследованию кристаллической структуры GaN - работу Германа Степановича Жданова, в которой он представил исследования постоянных решеток [5].

В 1966 г. Ж.И. Алфёровым с коллегами впервые была обнаружена эффективная излучательная рекомбинация в *p-n*-переходах четырёхкомпонентных твёрдых растворов арсенида фосфида галлия индия и показано, что ее квантовый выход, по крайней мере не ниже, чем в арсениде галлия. В 1970 г. Ж.И. Алферов с соавторами предложил использовать четырёхкомпонентные соединения для получения гетеропереходов. Их преимущество — возможность изменять параметр решетки при постоянной ширине запрещённой зоны, изменять ширину запрещённой зоны при неизменном параметре решетки или оба эти параметра изменять одновременно. Одновременно с этими достижениями Н. Голоньяком (американским ученым выходцем из царской России) был продемонстрирован первый светодиод на основе GaAsP.

В 1970 г. успехом увенчались поиски метода выращивания кристаллов SiC лаборатории Юрия Водакова в Физико-техническом институте им. Иоффе. Результаты создания и опытного производства синих светодиодов на основе SiC в НИИ «Сапфир» в 60-е гг., в которых принимал участие и Валерий Петрович Сушков, были опубликованы и запатентованы; патенты были куплены

в США. Но стало ясно, что SiC – непрямозонный полупроводник, в котором относительно мала вероятность излучательной рекомбинации. В конце 70-х Валерий Петрович Сушков (НИИ «Сапфир»), Владимир Семенович Абрамов и Олег Николаевич Ермаков получили патент на способ создания белого свечения светодиодов из GaN с покрытием их люминофором. Целью изобретения было создание многоцветного источника света с перекрестной коммутацией и увеличение числа излучающих элементов [6].

За десятилетие до этого момента по предложению Виктора Сергеевича Вавилова аспирантке физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова Л.А. Ангеловой были поручены исследования фосфида галлия. Этот полупроводник привлек внимание многих лабораторий мира в связи с его интенсивной видимой люминесценцией и возможными применениями в источниках излучения. Подробный цикл исследований примеси азота в GaP и твердых растворах продолжался на Физическом факультете МГУ им. М.В. Ломоносова как в связи с разнообразием спектров этой примеси - модельной для изоэлектронных ловушек - активаторов люминесценции, так и с разработкой и применением GaP в зеленых светодиодах. Весьма интересными для понимания процессов рекомбинации были исследования спектров излучения донорно-акцепторных пар. Фосфид галлия стал модельным непрямозонным полупроводником. Обзор оптических свойств и люминесценции GaP, написанный Александром Эммануиловичем Юновичем, вошел в книгу по излучательной рекомбинации в полупроводниках, был переведен на немецкий и польский языки.

Справедливости ради здесь следует упомянуть о работах Геннадия Васильевича Сапарина и Михаила Васильевича Чукичева, выполненных в 1981–1982 гг. Эти учёные обнаружили люминесценцию плёнок GaN под действием электронного пучка, но тогда они не смогли объяснить причину появления яркого свечения [7].

Сейчас мы с уверенностью можем констатировать, что как в развитии исторических процессов, так и в развитии научных исследований прослеживается “принцип спирали”. Как многие важные открытия, эффекты свечения, описанные О.В. Лосевым, значительно опередили научные задачи и потребности того исторического периода развития промышленности. Но серьёзный научный потенциал оказался столь значительным и существенным, что через 30 лет на новом витке развития электроники он стал базисом для новой научной парадигмы.

На современном этапе исследований в России, есть множество научных школ, продолжающие славные традиции прошлых лет, это и школы Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе и школа физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова и школа Московского института стали сплавов. Накопленный опыт и материал результатов проведённых исследований внес серьёзный вклад в более детальное понимание процессов, происходящих в полупроводниковых многокомпонентных наногетероструктурах.

[1] О. Лосев. Телеграфия и телефония без проводов. № 14, 374 (1922)

[2] О. Лосев. Вестник электротехники, № 8, 247 (1931)

[3] Ю.Р. Носов. Вопросы истории естествознания и техники, № 4, 55 (2006)

[4] Н.А. Горюнова, А.Н. Блум, А.Р. Регель. ЖТФ, т. 21 231 (1951)

[5] Г.В. Лирман, Г.С. Жданов ЖЭТФ, вып. 10, т. 6, 1201 (1936)

[6] Авторское свидетельство. Способ изготовления многоэлементных электролюминесцентных полупроводниковых источников света / Сушков В.П., Абрамов В.С. и др. № 635813. 1978.

[7] Сапарин Г. В., Чукичев М. В. и др. Бюлл. МГУ. Сер. 3 Физика и Астрономия т. 24. №3, 264 (1983)

SOME RUSSIAN SCIENTIFIC ACHIEVEMENTS IN OPTOELECTRONICS

O.I. Rabinovich

“ADEX”, 119313, P.O. Box 409, Moscow, Russian Federation
phone +7(909)1667755, e-mail: rawork2008@mail.ru

Review of Russian scientific achievements in developing optoelectronic devices over more than 100 years is presented.

The major achievements such as first preLED made by O.V. Losev; first investigations of A^{III}B^V compounds by N.A. Gorunova, A.R. Regel; first 4-th components heterostructures by Zh.I. Alferov AlGaAsP investigation; first GaP investigation by A.A. Yunovich; first patent for white LED by V.P. Sushkov, O.N. Ermakov, first creating p-type GaN M.V. Chukichev, G.V. Saparin are presented

РЕЗУЛЬТАТЫ РАЗРАБОТОК НИТРИД ГАЛЛИЕВЫХ МИС

Ю.В. Федоров

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук (ИСВЧПЭ РАН), Нагорный проезд, д. 7, стр. 5, 117105, Москва
тел. +7 (499) 1234464, yuraf2002@mail.ru

Применение твердотельной электроники в экстремальных условиях околоземного пространства, зоны воздействия ионизирующих излучений или при поражающем действии ядерного взрыва, то есть в специальной аппаратуре для военных и гражданских применений, требует создания радиационно-стойкой элементной базы, обеспечивающей сохранение работоспособности таких систем.

К настоящему времени потенциал развития приборов на основе арсенидных гетероструктур практически полностью исчерпан. В то же время радиационно-стойкие НЕМТ на основе широкозонных гетероструктур AlGaIn/GaN, преимущества которых были продемонстрированы при создании усилителей мощности L-, S-, C- и X-диапазонов, в последние годы получили мощный импульс для их применения в более высокочастотных K-, V- и W-диапазонах частот в связи с развитием сверхширокополосных телекоммуникационных систем нового поколения, высокоточных систем вооружений, систем межспутниковой связи, автомобильных радаров, анти-террористических систем и др.

Прогресс в данном направлении за рубежом в основном связан с разработкой новых типов более тонких и эффективных широкозонных гетероструктур типа AlGaIn/AlN/GaN, AlN/GaN и даже InAlN/(AlN)/GaN потенциально обладающих еще более высокими параметрами. Общая идеология развития гетероструктур для миллиметровых приборов заключается в уменьшении толщины верхнего барьерного слоя t_b (достигнут уровень в $t_b=6$ нм) с целью сохранения величины аспектного отношения $L_G/t_b > 10-15$ при уменьшении длины затвора L_G , что необходимо для повышения рабочих частот транзисторов с одновременным предотвращением развития короткоканальных эффектов, повышения крутизны, увеличения отношения C_{gs}/C_{gd} и др.

В результате технологического прорыва последних лет в создании широкозонных наногетероструктур зарубежными исследователями достигнуты частотные параметры нитридных НЕМТ на подложках из сапфира, SiC, синтетического алмаза и кремния, приближающиеся к рекордным параметрам арсенидных pHEMT и mHEMT на подложках GaAs и InP. В частности, при длине затвора $L_G=40$ нм получены значения $f_T=290$ ГГц и $f_{MAX}=350$ ГГц (HRL, 2012 г). Подобные наногетероструктуры явились основой для разработки и создания высокоэффективных радиационно-стойких МИС усилителей мощности Ka-диапазона, в 10-15 раз превосходящих МИС на основе pHEMT GaAs по массогабаритным параметрам (UMS, 2012 г). Разрабатываются также приемо-передающие модули АФАР для радиолокаторов диапазона 94 ГГц (QuinStar Technology совместно с HRL) с выходной мощностью до 5 Вт (удельной выходной мощностью >2 Вт/мм). Ведущими зарубежными производителями (Northrop Grumman, Cree, TriQuint, Fujitsu и др.) в последние годы высокими темпами совершенствуется технология и осваивается выпуск широкой номенклатуры МИС на AlGaIn/AlN/GaN с рабочими частотами до 100 ГГц выше, причем не только усилителей мощности. Уже заметна тенденция замены ранее выпускавшихся МИС на базе pHEMT GaAs на новые приборы на нитридных гетероструктурах. Особое внимание уделяется освоению выпуска нитридных гетероструктур на кремниевых подложках, как основы для массового производства дешевых МИС, которые могут полностью вытеснить СВЧ приборы на традиционных арсенидных гетероструктурах.

На основании проведенного анализа современного состояния разработок в области применения широкозонных наногетероструктур AlGaIn/AlN/GaN в СВЧ и КВЧ диапазонах за рубежом и опыта работ ИСВЧПЭ РАН с гетероструктурами AlGaIn/GaN, полученном в ходе выполнения ряда НИР в предыдущие годы, был сделан вывод о возможности и необходимости перенесения акцента исследований на создание технологии проектирования и изготовления широкой номенклатуры радиационно-стойких МИС на базе широкозонных НЕМТ гетероструктур отечественных производителей (ЗАО «Элма-Малахит», ОАО «Светлана-Рост», ИАЭ им. Курчатова). В данном докладе мы расскажем об основных проблемах, стоящих на этом пути, способах их решения и достигнутых на сегодняшний день результатах в ИСВЧПЭ РАН.

Совершенствование гетероструктур. В течение 3-4 лет нами было исследовано большое количество нитридных гетероструктур AlGaIn/GaN с толщинами барьера AlGaIn от 28 до 33 нм (1-го типа), а также специально выращенных по нашему заказу гетероструктур AlGaIn/AlN/GaN с

толщинами барьерного слоя от 28 до 7 нм (2-го типа) на подложках из сапфира и SiC. Результатом исследований является определение критериев выбора оптимальных параметров гетероструктур для различных частотных диапазонов.

В частности установлено, что для Ka-диапазона частот оптимальными являются гетероструктуры 2-го типа с $t_b=15$ нм, из которых на сегодняшний день наилучшими параметрами обладает г/с V-1400 («Элма-Малахит») на подложке SiC, обеспечивающая создание транзисторов с начальным током до 1,1 А/мм при максимальной крутизне до 380 мА/мм и напряжении отсечки минус 4 В. При этом полевые транзисторы с $L_G=180$ нм ($L_G/t_b=12$) имеют $f_T/f_{MAX}=62/130$ ГГц при отсутствии короткоканальных эффектов, что оптимально для усилителей мощности Ka-диапазона. В то же время транзисторы с $L_G=100$ нм ($L_G/t_b=8$) на этой же гетероструктуре имеют более высокие частоты $f_T/f_{MAX}=78/177$ ГГц, т.е. могут быть использованы в более высокочастотных V- и E-диапазонах частот, но из-за короткоканальных эффектов не являются оптимальными для этих частот.

Потенциально более высокочастотные гетероструктуры с меньшими толщинами $t_b=10$ нм и 7 нм пока имеют значительно меньшие начальные токи транзисторов (500 мА/мм и 300 мА/мм соответственно). Работы по совершенствованию таких гетероструктур продолжаются совместно с ЗАО «Элма-Малахит» и ИАЭ им. Курчатова.

Технологические достижения. Главным результатом является создание воспроизводимой технологии разработки и изготовления транзисторов и МИС на нитридных гетероструктурах с заданными параметрами в диапазоне от постоянного тока до 40 ГГц. В настоящее время ведутся работы по освоению диапазонов частот 56-64 ГГц и 92-96 ГГц.

Разработка комплектов МИС. Разработанная технология является основой для создания комплектов МИС на нитридных гетероструктурах для приемо-передающих СВЧ устройств взамен традиционно используемых МИС на арсенидных гетероструктурах. Состояние работ в ИСВЧПЭ РАН в данной области проиллюстрировано на Рисунке 1, где показаны уже разработанные и находящиеся в стадии изготовления или проектирования монолитные интегральные схемы на арсенидных и нитридных гетероструктурах. Более подробно описание параметров некоторых разработанных МИС и их сравнение будет сделано в устном докладе.

На рисунке 2 для сравнения показаны шумовые и усилительные параметры некоторых из разработанных в ИСВЧПЭ РАН МИС на арсенидных и нитридных гетероструктурах, а также результаты, полученные за рубежом. Как видно, МИС МШУ на нитридных гетероструктурах вполне конкурентны с МИС на основе pHEMT на GaAs. Некоторый проигрыш по шумовым параметрам является следствием несовершенства гетероструктур и технологии изготовления. Возможности снижения $K_{ш}$ транзисторов и МИС на нитридных гетероструктурах будут обсуждаться в докладе.

GAN MMIC: FABRICATION BENEFITS

Y.V. Fedorov

Institute of ultra high frequency semiconductor electronics of Russian academy sciences (IUHFSE RAS),
Nagorny proezd, 7, building 5, 117105, Moscow
phone. +7 (499) 1234464, e-mail: yuraf2002@mail.ru

During 3-4 years period we have investigated a big variety of nitride AlGaIn/GaN heterostructures with barrier thicknesses t_b from 28 to 33 nm (1st type) and AlGaIn/AlN/GaN heterostructures with t_b up to 7 nm (2nd type) based on Al₂O₃ and SiC wafers. The main goal we pursue attributes to developing of reproducing technology for HEMT and MMIC fabrication based on GaN heterostructures with the given parameters. At present we're expanding our interests on 56-64 and 92-96 GHz frequency ranges.

We have concluded that 2nd type-heterostructures with $t_b = 15$ nm are considering to be the most suitable for Ka-frequency range. The best parameters in such case attributes to h/s V-1400 ("Elma-Malakhit") based on SiC wafer that provides initial current up to 1.1 A/mm with maximum transconductance 380 mA/mm and cut-off voltage – 4 V. At that field effect transistors with gate length $L_G=180$ nm ($L_G/t_b=12$) show frequencies ratio $f_T/f_{MAX}=62/130$ GHz with the absence of short-channel effects which is typical for power amplifiers of Ka-frequency range.

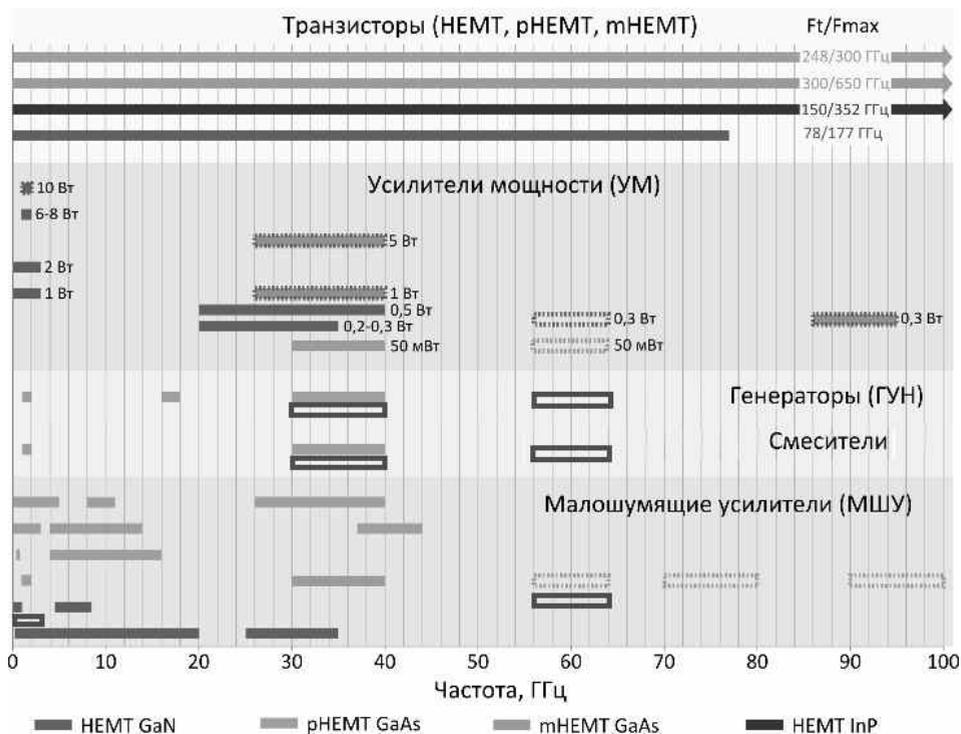


Figure 1 - The current state of development for GaAs and GaN microwave technologies by IUHFSE RAS

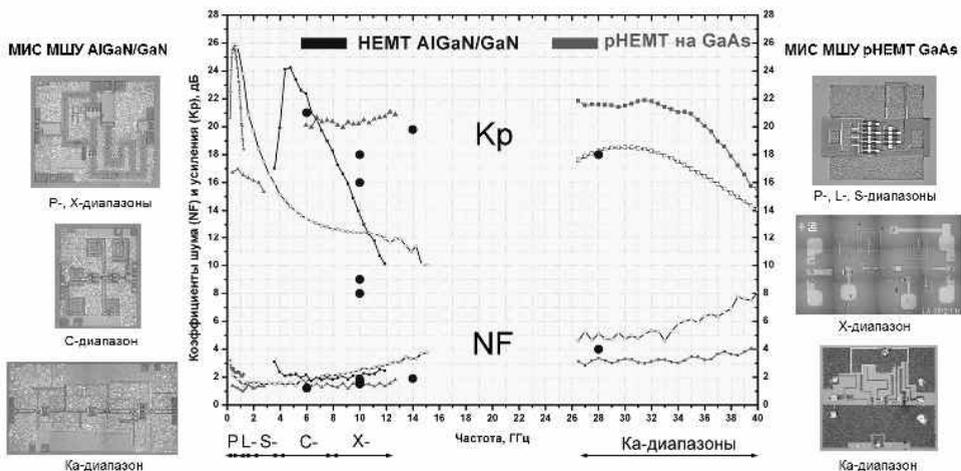


Figure 2 - The amplifier performance for GaAs and GaN technologies (dotted line is foreign results)

КОНСТРУКТИВНО ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ ПОДХОД ПРИ РАЗРАБОТКЕ МОЩНЫХ СВЧ ТРАНЗИСТРОВ НА ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНОЙ СТРУКТУРЕ AlGa_xN/GaN

А.М. Коновалов, В.В. Пицагин, М.В. Пашков*, А.А. Макаров

ОАО «Государственный Завод «ПУЛЬСАР», 105187, г. Москва Окружной проезд, 27

Тел: (495) 369-0475 e-mail: openline@gz-pulsar.ru

В последние годы обозначился значительный интерес к мощным СВЧ транзисторам, сформированным на широкозонной гетероэпитаксиальной структуре Al_xGa_{1-x}N/GaN. Уникальные свойства данной структуры (большая ширина запрещенной зоны $E_g=3,47\text{эВ}$ для GaN) позволяют достигать величины напряжения пробоя исток-сток и затвор-сток более 100 В. Высокая плотность электронов в двумерном электронном газе $N_e > 10^{13}\text{ см}^{-2}$ и подвижность $\mu_e \approx 1500\text{--}2000\text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, обусловленные спонтанной и пьезоэлектрической поляризацией, позволяют достигать плотности тока в канале транзистора порядка 1-1,5 А/мм затвора. Перечисленные свойства гетероэпитаксиальной структуры делают её приоритетной при разработках мощных СВЧ транзисторов и монолитных СВЧ интегральных схем.

Однако конструктивно технологические подходы при разработке данных изделий могут отличаться в зависимости от возможности выбора исходных пластин, требований к рабочему диапазону частот, отдаваемой мощности, КПД, надежности и стоимости.

В данной работе рассмотрен подход при разработке технологии и конструкции мощного СВЧ транзистора С- и Х- диапазонов, с учетом научного технологического задела, реальных возможностей производственной технологической базы, а также возможностей отечественных производителей подложек и гетероэпитаксиальных структур.

Выбор подложки определяется следующей совокупностью критериев:

- несоответствие параметров кристаллической решетки подложки параметрам материала GaN;
- несоответствие коэффициентов термического расширения подложки и гетероструктуры на GaN;
- теплопроводность материала;
- электрическая изоляция материала подложки;
- доступность подложек большого диаметра;
- цена подложки.

Несмотря на очевидные электрофизические преимущества таких материалов, как GaN, SiC, AlN [1], в качестве подложки нами отдано предпочтение сапфиру на основании, того что данный тип подложек серийно производится в России (г. Ставрополь, ОАО «Монокристалл») диаметром до 100мм и они существенно дешевле выше перечисленных подложек, которые выпускаются в основном за рубежом. Кроме этого в г. Зеленоград на ЗАО «Элма-Малахит» отработана технология формирования гетероэпитаксиальных структур под мощные СВЧ-транзисторы и налажен их мелкосерийный выпуск.

Основными технологическими этапами формирования транзисторной структуры на пластине являются:

- формирование «меза» структуры
- формирование омических контактов истока стока
- формирование затвора в виде барьера Шоттки
- пассивация и изоляция на базе диэлектрической композиции SiN – SiO₂
- формирование золотых столбиков на контактных площадках истока, стока и затвора

Остановимся кратко на данных технологических этапах. Меза структура – формируется посредством технологической операции фотолитографии и ионно-химического травления с использованием газа CF₄ на глубину 0,9±1,1 мкм. При этом изоляция между мезами определяется свойствами буферного слоя GaN. Омический контакт – формируется посредством «взрывной» фотолитографии на базе двухслойной системы фоторезистов (ЛОР–AZ) с последующим напылением в одном технологическом процессе, композицию металлов Ti-Al-Ni-Au в глубоком вакууме (менее 10⁻⁷ мм рт. ст.) методом электронно-лучевого распыления. При этом для улучшения адгезии и уменьшения электрического сопротивления пленки Ti в процессе напыления применяется ионная обработка поверхности пластины и напыляемого металла. Для уменьшения удельного сопротивления омического контакта выбрано оптимальное соотношение толщин напыляемых металлов Ti-Al-Ni-Au = 200 Å - 1500 Å - 500 Å - 1000 Å. Вжигание омического контакта осуществляется методом быстрого термического отжига (RTA) при T=900 °С в атмосфере N₂ с предварительной откачкой в камере до 10⁻⁵ мм. рт. ст.[2]. Измерение удельного сопротивления омического контакта проводилось методом TLM и составило $\rho_c=9\cdot 10^{-6}\div 1,1\cdot 10^{-5}\text{ Ом}\cdot\text{см}^2$.

Затворный контакт в виде барьера Шоттки – формируется посредством «взрывной» фотолитографии на базе двухслойной системы электронных резистов и экспонирования коротким ультрафиолетом (длина волны 250 нм) с последующим напылением в одном процессе композиции металлов Ni-Au [3] толщиной 500 Å и 2500 Å соответственно. Данный технологический процесс позволяет получать затвор длиной 0,5-0,7 мкм. Пассивация транзисторной структуры осуществляется слоем нитрида кремния с осаждаемым плазменным методом с использованием моносилана, аммиака и азота при T=270 °С. Изоляция между электродами транзисторной структуры осуществляется так же плазменным методом с использованием моносилана, закисиазота и азота при T=300 °С. Золотые столбики на контактных площадках истока, стока и затвора формируются методом электролитического осаждения золота из фосфатного электролита, и составляет толщину 7-10 мкм. ВАХ транзисторных структур с шириной затвора 100 мкм, представлена на рисунке 1.

Конструкция СВЧ транзистора определяется из условий того, что сапфировая подложка обладает плохими теплопроводящими свойствами. Решение данной проблемы осуществляется применением метода обратного монтажа (Flip-Chip) кристалла на теплоотвод. В качестве теплоотвода используется плата из керамики AlN, обладающей высокой теплопроводностью (более 170Вт/мК). На керамике сформированы металлизированные сквозные отверстия для заземления истокового электрода. Топология СВЧ микрополосковой согласующей линии, формируется методом тонкопленочной технологии с последующим наращиванием золота. Кристалл СВЧ транзистора смонтированный на плату методом обратного монтажа с применение эвтектического сплава золото-олово. Одна или несколько таких микросборок методом пайки монтируется в металлокерамический корпус. Такой конструктивный подход позволяет решить вопрос сложения выходной мощности в одном корпусе от двух и более микросборок, а так же обеспечивает эффективный отвод тепла через золотые столбики, на истоковых контактных площадках минуя сапфировую подложку.

[1] I. Arasari, H. Amano, in Properties of Group III Nitrides, № 11 in EMIS Data reviews Series, ed. By J.Edgar (IEE INSPEC, London, 1994), Sect.1.4, pp.30-34

[2] M.Uren, T.Martin, in IMS Workshop Wide Bandgap Technologies, Seattle, 2002

[3] R. Kiefer, R. Quay et al., in Proceedings of Lester Eastman Conference on High Performance Devices, Newark, 2002 pp. 502-504.



Рис. 1. ВАХ тестовой транзисторной структуры.

A CONSTRUCTIVE AND TECHNOLOGICAL APPROACH IN DEVELOPMENT OF MICROWAVE POWER TRANSISTORS ON HETEROEPITAXIAL AlGaIn/GaN

A. Konovalov, V. Pishchagin, M. Pashkov, A. Makarov

«State Plant «PULSAR», 27 Moscow 105187 Russia

Tel.: (495) 369-0475 e-mail: openline@gz-pulsar.ru

AlGaIn/GaN microwave power transistors design and technology are determined both by the choice semiconductor substrate and required dynamic parameters of the transistors. Heteroepitaxial structure AlGaIn/GaN on sapphire substrate with 2DEG carrier density $1.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ and electron mobility $1500\text{-}1900 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ exhibits a transistor current density of 1-1.5 A/mm and a source/drain breakdown voltage of more than 100 V. The given parameters satisfy the requirements to the output power and efficiency of C- and X-band transistors. A sapphire substrate significantly reduces the price of the initial wafer and thus of the transistor. Issues concerning the heat removal from the active region of a transistor are considered by employing a flip-chip mounting of a transistor chip on the ceramic heatsink with a high thermal conductivity.

ВЛИЯНИЕ КОНСТРУКТИВНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР AlGaIn/GaN НА ПРИБОРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МОЩНЫХ НЕМТ Ка-ДИАПАЗОНА

*В.А. Курешов³, Н.А.Торхов¹, В.Г. Божков¹, В.А. Новиков², А.В. Мазалов³, Д.Р. Сабитов³,
А.А. Падалица³, А.А. Мармалюк^{3,4}*

¹ Научно-исследовательский институт полупроводниковых приборов, ул. Красноармейская 99
А, 634034, г. Томск

тел.: 83822-556695, e-mail: trkf@mail.ru

² Томский государственный университет, пр. Ленина, 36, 634050, Томск

³ ООО «Сигм Плюс», ул. Введенского, 3, 117342, г. Москва

⁴ МИТХТ им. М.В. Ломоносова, пр-т Вернадского, 86, 119571, Москва

С использованием программной системы Synopsys TCAD показано, что оптимизация конструкции AlGaIn/GaN НЕМТ-наногетероструктуры приводит к увеличению концентрации электронов в DEG-канале и к улучшению статических и СВЧ характеристик AlGaIn/GaN НЕМТ в Ка- и более высокочастотных диапазонах [1].

В связи с этим в работе изучалось влияние конструкции гетероэпитаксиальных слоев на приборные характеристики мощных AlGaIn/GaN НЕМТ Ка-диапазона (30–40 ГГц). Исследовались два вида имеющих одинаковую топологию НЕМТ, но изготовленных из двух разных эпитаксиальных AlGaIn/GaN НЕМТ-структур, выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии на сапфировых подложках. Длина “Field-plate” -затвора составляла 0.15 мкм ширина $4 \times 100 = 400$ мкм. Истоки соединялись расширенными двойными, воздушными мостами. Затвор располагался посередине между стоком и истоком. Оба типа транзисторов были изготовлены по одинаковому технологическому маршруту. Формирование металлизации омических контактов (TiAlNiAu) на обеих структурах происходило в одном технологическом процессе. Измерение статических и СВЧ (в диапазоне до 40 ГГц) характеристик происходило в непрерывном режиме (на постоянном токе) на зондовой станции Summit 12000M с использованием векторного анализатора цепей PNA-X N5245A производства Agilent Technologies.

Конструкция эпитаксиальных гетероструктур была традиционной для НЕМТ [2]. Принципиальной отличительной особенностью структуры №1 от структуры №2 являлось наличие капсулирующего слоя GaN, завершающего структуру №1, а структуры №2 от №1 – наличие сверхрешетки в буферном слое структуры №2.

На рисунке 1, представлены статические вольт-амперные характеристики НЕМТ №1 и НЕМТ №2. Увеличение напряжения U_{ds} до 5 В приводит к росту тока стока I_d , а затем – к его падению, что характерно для ВАХ НЕМТ на сапфировых подложках. Термическая стабильность достигалась

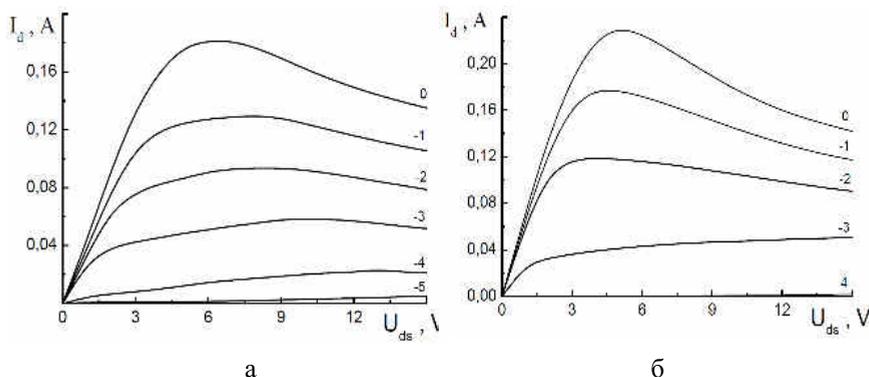


Рис. 1. Статические вольт-амперные характеристики НЕМТ №1 – а) и НЕМТ №2 – б).

утонением подложки до 100 мкм и ее металлизацией с обратной стороны. Несмотря на наличие капсулирующего GaN слоя у НЕМТ №1 значение I_d для НЕМТ №2 больше, а напряжение отсечки $U_{отс}$ меньше (структура №2 закрывается при $U_{отс} = -4$ В (рис. 1, б), а структура №1 при $U_{отс} = -5$ В (рис. 1, а)), что приводит к увеличению максимального значения крутизны G_m для структуры №2. Токи утечки для НЕМТ №2 (<0.7 мА при $U_{ds} = 10$ В) также меньше, чем для НЕМТ №1 (2.7 мА при

$U_{ds}=10$ В). Наблюдаемые отличия вызваны, по всей вероятности, наличием в буферном слое сверхрешётки, влияющей не только на качество гетероэпитаксиальных слоев, но и на снижение токов утечки. Моделирование в системе Synopsys TCAD показало, что локализованный на сверхрешетке электрический заряд препятствует (“отжимает” обратно) проникновению DEG-электронов в буферный слой при запираании транзистора, ограничивая тем самым токи утечки.

Качество поверхности гетероэпитаксиальных слоев НЕМТ-структур исследовалось методами атомно-силовой микроскопии (АСМ). Установлено, что поверхность структуры №2 на наноровне имеет более высокое качество, чем структура №1 что также можно объяснить наличием сверх решётки в буферном слое.

На рис. 2 представлены фактические частотные зависимости коэффициентов усиления по току $H_{21}(f)$ и по мощности $G_{max}(f)$ НЕМТ №1 и №2 без проведения процедуры дэ-эмбеддинга. Видно, что наблюдаемые различия статических ВАХ, которые вызваны различиями в конструкции гетероэпитаксиальных слоев, приводят к увеличению значений параметров $H_{21}(f)$ и $G_{max}(f)$ НЕМТ №2 по сравнению с аналогичными параметрами НЕМТ №1. Коэффициент усиления по мощности на частоте 40 ГГц для НЕМТ №1 составил 4.7 дБ ($F_T=21$ ГГц, $F_{max}=85$ ГГц), а для НЕМТ №2 – 6.9 дБ ($F_T=38$ ГГц, $F_{max}=130$ ГГц).

[1] Н.А. Торхов, В.Г. Божков, Л.И. Бабак, А.Н. Разжувалов, Сальников А.С. Доклады томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники 2(26), часть 2, стр 145-151 декабрь 2012.

[2] A. Arendarenko, I. Ermoshin, V. Oreshkin, Yu. Sveshnikov and I. Tsyplenkov. 4th International Symposium on Growth of III-Nitrides July 16-19, 2012, St. Petersburg, Russia

INFLUENCE OF AlGaN/GaN EPITAXIAL HETEROSTRUCTURE DESIGN ON THE DEVICE PARAMETERS OF HIGH POWER Ka-HEMT

V.A. Kureshov³, N.A. Torhov¹, V.G. Bojkov¹, V.A. Novikov², A.V. Mazalov³, D.R. Sabitov³, A.A. Padalitsa³, A.A. Marmalyuk^{3,4}

¹R&D Institute of Semiconductor Devices, 99 A Krasnoarmeiskaya Str., 634034 Tomsk, Russia. phone.: 83822-556695, e-mail: trkf@mail.ru

²Tomsk State University, 36 Lenin Str., 634050 Tomsk, Russia.

³Sigm Plus Co., 3 Vvedenskogo Str., 117342 Moscow, Russia.

⁴Moscow State Academy of Fine Chemical Technology, 86 Vernadskogo Ave., 119571 Moscow, Russia

In this work the Ka-band HEMT has been investigated. The HEMT was fabricated from AlGaIn/GaN heterostructures grown by MOCVD on sapphire substrates. The length of HEMT field-plate gate was 0.15 μm and the width was $4 \times 100 = 400$ μm . The gate was placed in the middle between drain and source. The sources were connected by the double air bridges. The using of super lattice in a buffer layer has improved the quality of hetero structures and decreased the leakage current. $G_{max}(f)$ has increased from 4.7 dB to 6.9 dB on a frequency of 40 GHz, the F_T value has increased from 21 to 38 GHz and F_{max} from 85 to 130 GHz for hetero structure with super lattice in buffer layer.

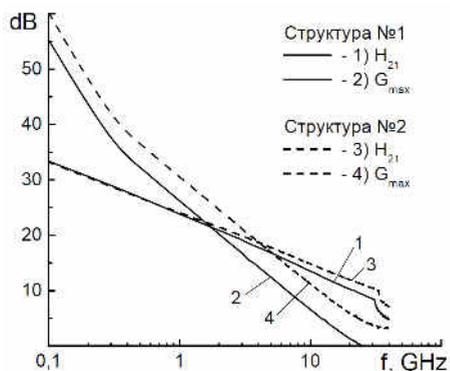


Рис 2. Частотные зависимости для НЕМТ №1: $H_{21}(f)$ (кривая -1) и $G_{max}(f)$ (кривая -2) и для НЕМТ №2: $H_{21}(f)$ (кривая -3) и $G_{max}(f)$ (кривая -4). Операция дэ-эмбеддинга не проводилась.

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ВЫРАЩИВАНИЯ ГЕТЕРОСТРУКТУР AlGaIn/GaN НА ПОДЛОЖКАХ КРЕМНИЯ ДЛЯ СВЧ ТРАНЗИСТОРОВ

А.А.Арендаренко¹, И.Г.Ермошин¹, В.А.Орешкин¹, Свешников Ю.Н.¹, Цыпленков И.Н.¹, В.И.Гармаш², В.И.Егоркин², Земляков В.Е.², Литовш Л.Г.³

¹ ЗАО «Элма-Малахит». Пр.4806, д.4, стр.2, Зеленоград, 124460, Москва
тел. +7(499)7321830, e-mail: secretar@elma-malachit.ru

² НИУ «МИЭТ». Пр. 4806, д.5. Зеленоград, 124498, Москва

³ ЗАО «НИИМВ». Пр. 4806, д.4, стр.2, Зеленоград, 124460, Москва

Технологические трудности при эпитаксии нитридных гетероструктур на подложках кремния связаны с тем, что нитрид галлия и кремний имеют значительные различия в величинах параметра решетки и коэффициентов термического расширения. Это приводит к формированию в эпитаксиальной структуре и на стадии роста, и при последующем охлаждении до комнатной температуры сильных растягивающих напряжений, обуславливающих значительный прогиб гетероструктур и даже растрескивание эпитаксиальных слоев.

Для преодоления этой проблемы используются различные технологические приемы, связанные, по сути, с эмпирическим выбором конструкции переходной области и режимов выращивания элементов структуры, множество вариантов которых можно найти в научной литературе. Как правило, начальным этапом процесса получения гетероструктуры является рост слоя AlN, а последующая область структуры формируется таким образом, чтобы в процессе роста создать напряжения сжатия, в той или иной степени компенсирующие растягивающие напряжения, возникающие при охлаждении [1].

В настоящей работе исследовались некоторые аспекты эпитаксиального роста нитридных гетероструктур для СВЧ полевых транзисторов, связанные с использованием подложек кремния.

Для получения гетероструктур использовался МОС-гидридный метод. В качестве источников элементов 3 группы использовались триметилгаллий (ТМГ) и триметилалюминий (ТМА), источника азота – аммиак. Процессы проводились в водородно-азотной среде при давлении в реакторе 60-100 мм рт. ст. и температуре роста 1000-1050 °С. В качестве подложки применяли пластины высокоомного ($\rho > 10^4$ Ом.см) кремния диаметром 2" с ориентацией (111).

Базовая композиция гетероструктуры состояла из начального слоя AlN и трехслойной переходной области на основе сочетания слоев AlGaIn различного состава и толщины, поверх которой выращивался слой GaN толщиной 1,2 мкм и барьерный слой Al_{0,3}Ga_{0,7}N толщиной 25 нм.

В ходе исследований изучалось влияние различных технологических факторов на структурное совершенство и геометрические характеристики получаемых структур, а также на их электрофизические параметры.

Исследование влияния предэпитаксиальной обработки подложек Si на структурное совершенство получаемых гетероструктур показало, что, не зависимо от способов ее проведения, структурное совершенство получаемых структур значительно выше, чем при использовании необработанных подложек (ПШКК кривых рентгеновской дифракции в отражении (002) в серии процессов составляло 580-620 усл.с для структур на обработанных подложках и 670-750 усл.с для структур, выращенных на подложках, не прошедших обработку).

В большинстве случаев росту первого слоя AlN на подложке кремния предшествует не только термический отжиг подложки в реакторе, но и предварительное покрытие ее поверхности алюминием (порядка монослоя) при подаче в реактор потока ТМА. Оптимизация этой стадии процесса имеет большое значение [2]. В наших экспериментах длительность подачи ТМА в реактор изменялось от 0 до 0,5 мин. Анализ получаемых структур показал, что период 0,2 мин является оптимальным для используемого потока алюминия (50 мкмоль/мин). При меньшем времени покрытия наблюдается большое количество трещин и почернение периферии структуры, а также сильноразвитый рельеф поверхности; большее время обработки вызывает появление трещин по всей поверхности пластины, рис.1.



Figure 1. The surface of AlGaIn/GaN structures on Si substrate grown with different Al pre-deposition time (a) 0,1 min, b) 0,2 min, (c) 0,5 min

Важное значение для последующего использования структур в процессах изготовления приборов имеет форма рабочей поверхности. В наших процессах при использовании переходной области, состоящей из трех слоев AlGaIn, суммарная толщина которой изменялась от 0,5 до 1,0 мкм, получался вогнутый профиль структуры. Величина коробления при этом достигала 50 мкм. Более заметный эффект управления внутренними напряжениями в ходе роста структуры (и, соответственно, конечной ее геометрии) был получен при использовании переходной области, состоящей из шести слоев AlGaIn, имеющей ту же суммарную толщину. В этом случае можно было получить даже выгнутые структуры, величина коробления которых зависела уже от толщины слоя GaN, выращиваемого на поверхности переходной области. Характер изменения формы поверхности структур, выращенных в различных режимах, приведен на рис.2. При оптимальном соотношении всех элементов структуры, значение прогиба составляло около 2 мкм.

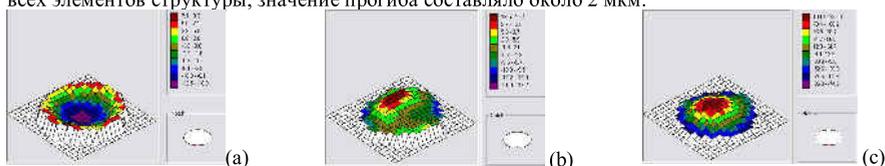


Figure 2. The surface shape of AlGaIn/GaN structures on Si substrate grown with different transition region and GaN layer thickness: (a) three-layer transition region and 1,2 мкм GaN, (b) multiple-layer transition region and 1,2 мкм GaN, (c) multiple-layer transition region and 2,0 мкм GaN

Измерения электрофизических характеристик получаемых структур показало, что в отработанных режимах значения подвижности электронов в ДЭГ находилось на уровне 1500-1600 $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при слоевой концентрации $(1-1,2)\cdot 10^{13}\text{см}^{-2}$, что уступает параметрам, получаемым на этом же оборудовании в структурах на подложках карбида кремния ($\mu \sim 2000-2200 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при этой же слоевой концентрации носителей заряда), но, тем не менее, пригодны для изготовления HEMT.

Сформированные на структурах тестовые транзисторы имели Ni-Al-Ti затвор длиной 0,8 мкм и шириной 100 мкм. Омические контакты формировались вжиганием при 720°C композиции Ti-Al-Ni-Au. Изоляция осуществлялась с помощью мез, полученных методом плазмохимического травления в Cl содержащей плазме. Вся структура пассивировалась плазменным Si_3N_4 толщиной 0,5 мкм. Измерения статических характеристик показали, что максимальная плотность тока в транзисторах составила 800 мА/мм, пробивное напряжение более 120 В, крутизна – 170 мСм/мм, что демонстрирует высокий потенциал разрабатываемого подхода к созданию нитридных гетероэпитаксиальных структур на подложках кремния.

[1] H.P.D. Schenk, E.Frayssinet, A. Bavard et al. J.Cryst.Growth, v.314, iss.1, p.85-91, 2011.

[2] Jianxing Cao, Shutu Li, Guanghan Fan et al. J. Cryst. Growth, v.312, iss. 14, p. 2044-2048, 2010

SOME GROWTH FEATURES FOR AlGaIn/GaN HETEROSTRUCTURES ON Si SUBSTRATES FOR MICROWAVE TRANSISTORS

A. Arendarenko¹, I. Ermoshin¹, V. Oreshkin¹, Yu. Sveshnikov¹, I.Tsyplenkov¹, V.Garmash², V.Egorkin², V. Zemlyakov², L.Litosh³

¹JSC Elma-Malachit, 4806 str,b.2,bl.4, Zelenograd, 124460, Moscow

тел. +7(499)7321830, e-mail: secretar@elma-malachit.ru

²RU “MIET” 4806 str,b.5, Zelenograd, 124498, Moscow

³JSC NIIMV 4806 str,b.2,bl.4, Zelenograd, 124460, Moscow

Some specifics of the epitaxial growth of AlGaIn/GaN structures for microwave transistors concerning usage of silicon as a substrate were studied. The growth was performed by MOCVD. It was shown that the very first stages of the process such as Si-surface treatment, Al pre-deposition and growth of AlN nucleation layer are of great importance for the growth of crack-free structures with good structural and surface quality. At the same time the surface curvature of the grown structures is influenced mainly by the composition of multilayered transition region between AlN nucleation layer and GaN layer. Transistors fabricated on AlGaIn/GaN structures grown on Si substrates under optimized conditions demonstrated rather good static characteristics- $I_{d,max}=800 \text{ mA/mm}$, $U_{br}>120\text{V}$, $g_m=170 \text{ mS/mm}$.

СЛОИ GaN С ПОНИЖЕННОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ДИСЛОКАЦИЙ ДЛЯ НЕМТ ТРАНЗИСТОРОВ, ВЫРАЩЕННЫЕ NH₃-МВЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ БУФЕРНЫХ СЛОЕВ AlN/AlGaN

С.И. Петров^{*,1}, А.Н. Алексеев¹, Д.М. Красовицкий², В.П. Чалый², В.Г. Сидоров³, В.В. Мамеев^{1,3}.

¹ ЗАО «НТО», Пр. Энгельса, 27, 194156, С.-Петербург, тел. +7 (812) 702-13-08,
e-mail: petrov@semiteq.ru;

² ЗАО «НТО», Пр. Энгельса, 27, 194156, С.-Петербург;

³ Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

Одной из основных проблем при изготовлении приборов на основе III-нитридов является отсутствие недорогих согласованных по параметру решетки подложек. Выращивание на рассогласованных подложках приводит к высокой плотности дислокаций в GaN (10^9 - 10^{10} см⁻² для МЛЭ, 10^8 - 10^9 см⁻² для МОГФЭ), что снижает качество приборных гетероструктур. Высокие значения плотности дислокаций в GaN при выращивании МЛЭ связаны с меньшей температурой роста и, соответственно, меньшей поверхностной подвижностью атомов на ростовой поверхности. Типичные значения подвижности электронов при комнатной температуре в слоях GaN, выращенных на сапфире с использованием различных буферных слоев (GaN, AlGaN или AlN), находятся в диапазоне 250-350 см²/Вс для МЛЭ и 500-700 см²/Вс для МОГФЭ.

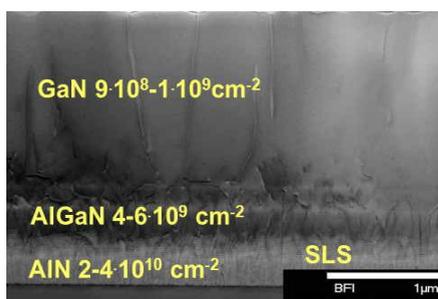


Рис. 1. STEM изображение многослойной гетероструктуры

Слои GaN с рекордно низкой для МЛЭ плотностью дислокаций ($9 \cdot 10^8$ см⁻²) выращены на сапфире на специализированной установке STE3N (SemiTEq). Буферный слой состоял из последовательно выращенных слоев: высокотемпературного слоя AlN ($T_{\text{роста}}$ 1100-1150⁰С получена благодаря уникальным особенностям установки STE3N), сверхрешетки AlN/AlGaN для снятия механических напряжений и переходного слоя AlGaN ($T_{\text{роста}}$ 900-920⁰С). С помощью сканирующего электронного микроскопа (STEM) отмечено постепенное снижение плотности дислокаций от $(2-4) \cdot 10^{10}$ см⁻² в AlN до $(4-6) \cdot 10^9$ см⁻² в Al_{0,1}Ga_{0,9}N выращенных после сверхрешетки (Рис.1). В итоге, плотность дислокаций в

верхнем активном слое GaN была снижена до $(9-10) \cdot 10^8$ см⁻². С помощью просвечивающего электронного микроскопа отдельно оценены плотности винтовых ($\sim 2 \cdot 10^8$ см⁻²), краевых ($\sim 4 \cdot 10^8$ см⁻²) и смешанных ($\sim 4 \cdot 10^8$ см⁻²) дислокаций в верхнем слое GaN. Уменьшение плотности дислокаций привело к значительному увеличению подвижности электронов в слоях GaN – до 600-650 см²/Вс при концентрации $(3-5) \cdot 10^{16}$ см⁻³. Полученные значения плотности дислокаций и подвижности электронов соответствуют хорошему уровню для слоев GaN, выращенных методом МОГФЭ [1], и в несколько раз превосходят аналогичные значения для метода МЛЭ.

Использование указанных слоев GaN в двойной гетероструктуре с барьерным слоем Al_xGa_{1-x}N различного состава ($x=0,25-0,4$) позволило контролируемо изменять слоевое сопротивление, концентрацию и подвижность в двумерном электронном газе в диапазоне 230-400 Ом/ед.пл., $(1,0-1,8) \cdot 10^{13}$ см⁻² и 1300-1700 см²/Вс, соответственно, на подложках сапфира и SiC. На гетероструктурах, выращенных на подложках SiC, были реализованы широкополосные усилители, работающие в диапазоне 30 МГц–4,0 ГГц с коэффициентом усиления (Gain) 17-25 дБ, выходной мощностью 2,5 Вт и КПД 30%. Транзисторы продемонстрировали долговременную стабильность параметров в течение более 3500 часов при температуре 850⁰С. Полученные параметры подтверждают высокое качество гетероструктур и правильность выбранного технологического подхода.

[1] I. Akasaki and H. Amano, *Jpn. J. Appl. Phys.* **45**, 9001 (2006).

LOW DISLOCATION GAN LAYERS FOR HIGH POWER HEMT APPLICATIONS, GROWN BY NH3-MBE USING HIGH TEMPERATURE AlN/AIGaN BUFFER LAYERS

S.I. Petrov^{1*}, A.N. Alexeev¹, D.M. Krasovitsky², V.P. Chaly², V.G. Sidorov³, V.V. Mamaev^{1,3}

¹SemiTEq JSC, Engels avenue 27, Saint-Petersburg, 194156, Russia,

+7 (812) 702-13-08, e-mail: petrov@semiteq.ru;

² Svetlana-Rost JSC, Engels avenue 27, Saint-Petersburg, 194156, Russia;

³ St.Petersburg State Polytechnical University, Polytechnicheskaya 29, St. Petersburg, 195251;

In this paper we demonstrate low-dislocation-density and high-electron-mobility GaN layers grown by NH₃-MBE on c-Al₂O₃ in a special STE3N(SemiTEq) system using ultimate high temperature buffer layer sequence: AlN (T_s=1150°C)/SL/Al_xGa_{1-x}N (x=0.1-0.3, T_s=920°C). Dislocation density and electron mobility in 1.5-μm-thick GaN layer are (9-10) · 10⁸ cm⁻² and 600-650 cm²/Vs (at n=(3-5) · 10¹⁶ cm⁻³) that comparable with good quality MOCVD GaN grown on sapphire and several times better than in conventional MBE. Employing such a GaN layer in a double heterostructure (DH) with the cap Al_xGa_{1-x}N barrier (x=0.25-0.4) allows to change the mobility and electron sheet density in 2DEG in the range of 1300-1700 cm²/Vs and (1.0-1.8) · 10¹³ cm⁻² (sheet resistance 230-400 Ω/□). Application of this technology and DH design for growing on SiC enabled one to manufacture a DHFET for 0.03-4.0 GHz extra-broadband power amplifiers having P_{out}=2.5 W, gain 17-25 dB and efficiency 30% (gate length of 0.5 μm). These device parameters confirm the high quality of the heterostructure and chosen technological and design approaches.

РОСТ СТРУКТУР С ДВУМЕРНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ГАЗОМ НА ТЕМПЛАТАХ AlN/Al₂O₃ МЕТОДОМ АММИАЧНОЙ МЛЭ

Т.В. Малин^{1}, В.Г. Мансуров¹, А.М. Гилинский¹, Д.Ю. Протасов¹, А.С.Кожухов¹, А.П.Василенко¹
К.С. Журавлёв¹*

¹ Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, пр. ак. Лаврентьева, 13, 630090, Новосибирск, тел. +7(383)3304474, e-mail: mal-tv@mail.ru.

Структуры с двумерным электронным газом AlGaN/GaN находят применение в СВЧ приборах на основе НЕМТ-транзисторов. На сегодняшний день наиболее доступным и широко используемым подложечным материалом для эпитаксиального роста структур с двумерным электронным газом (2DEG) AlGaN/GaN является сапфир. Большое различие между параметрами кристаллических решеток и коэффициентами температурного расширения GaN и сапфира ведёт к очень большой плотности дислокаций и ухудшению электрофизических свойств буферных слоев GaN. Помимо этой проблемы рост слоёв GaN для структур с 2DEG сопряжён с задачей получения металлической полярности плёнок GaN. В аммиачной МЛЭ выработанный подход к решению этих задач сводится к использованию буферных слоёв AlN, являющихся переходными и позволяющих сформировать металлическую полярность выращиваемых плёнок. В связи с этим, интересной является возможность роста структур с 2DEG на темплатах AlN. Использование темплат AlN существенно сокращает время роста структур с 2DEG за счёт отсутствия необходимости в нитридизации подложки, зарождении AlN, формировании металлической полярности и роста буферного слоя AlN.

В работе эпитаксиальные слои с 2DEG выращивались методом аммиачной МЛЭ на установке CBE Riber 32P. В качестве источника активного азота использовался поток очищенного аммиака, источниками металлов служили стандартные эффузионные ячейки. В эксперименте использовались подложки с выращенным методом хлорид-гидридной газофазной эпитаксии на подложках сапфира нитридом алюминия AlN/Al₂O₃ толщиной около 500 нм. Нагрев подложек в МЛЭ технологии осуществляется за счёт излучения нагревателя. Излучение поглощается напылённым на обратную сторону подложки молибденом. Контроль температуры осуществляется с помощью пирометра, на показания которого влияет шероховатость напылённой плёнки молибдена, определяемой качеством шлифовки обратной стороны. Для дополнительной калировки температуры подложек был произведён анализ спектров свечения нагретых до различных температур подложек при помощи спектрометра Ocean Optics USB4000. Спектральный диапазон измерения: 448–1135 нм. Для определения абсолютной температуры подложки дополнительно был измерен спектр лампы с известной цветовой температурой из комплекта спектрометра ДФС-52. Спектры свечения подложек нормировались с помощью нормировочного спектра, вычисленного на основании измерения спектра лампы.

В работе представлены результаты эксперимента, в ходе которого исследовалось влияние качества буферного слоя AlN на параметры 2DEG. Было установлено, что ряд подложек с буферным AlN (XRD ПШПВ ~ 400 сек; Rms ~ 8,0nm) характеризуется 3D дифракционной картиной, размер зёрен на таких подложках составляет 500 нм, другие подложки характеризуется 2D дифракционной картиной и размер зёрен на таких подложках составляет 1500 нм (см Рис.1). Перед ростом все подложки подвергались высокотемпературному отжигу (1000°C) в вакууме в течении 2 часов, поверхность AlN подвергалась очистке путём нанесения-испарения атомарного Ga. После чего на подложках выращивалась стандартная структура с 2DEG, включающая рост переходных слоёв AlN/GaN со следующим за ними нитридом галлия и барьерным AlGaIn.

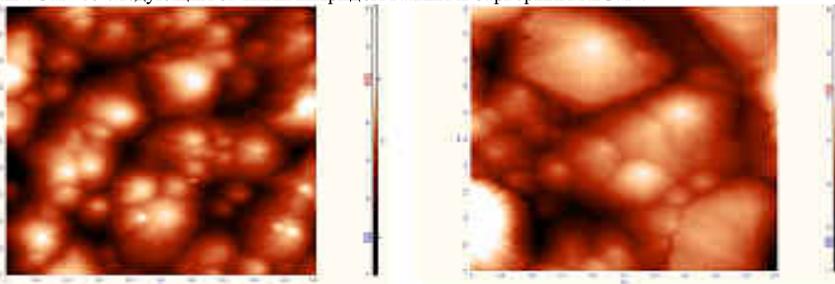


Рисунок 1. Изображения поверхностей AlN, полученные с помощью АСМ.

В процессе роста данных структур было обнаружено, что двумерный рост GaN в типичных ростовых условиях на подложках характеризующихся 2D дифракционной картиной AlN невозможен. На подложках характеризующихся 3D дифракционной картиной AlN рост структур ничем не отличался от роста на стандартных подложках сапфира. Подобное наблюдение может быть связано с наличием большого числа инверсионных доменов в слоях AlN на подложках первого типа. Результаты холловских измерений параметров 2DEG, выращенного на темплатах обоих типов указывают на наличие 2DEG только на подложках характеризующихся 3D дифракционной картиной AlN (см Таблицу 1).

Таблица 1. Параметры структур с 2DEG.

№ образца	Дифракционная картина исходной поверхности AlN	μ , см ² /В·с	n , см ⁻²
864	3D	1280	$1,6 \times 10^{13}$
865	3D	1690	$1,1 \times 10^{13}$
866	3D	1430	$1,5 \times 10^{13}$
867	2D	-	-
869	2D	-	-
870	2D	-	-

Отметим, что типичные параметры структур с 2DEG, получаемые на подложках сапфира в ИФП СО РАН, характеризуются подвижностью электронов в канале ~ 1700 см²/В·с при концентрации $1,2-1,4 \times 10^{13}$ см⁻², максимальная подвижность в канале, достигнутая в ИФП СО РАН на подложках сапфира, составляет 2500 см²/В·с при концентрации $0,8 \times 10^{13}$ см⁻². Это означает, что использование AlN/Al₂O₃ темплат второго типа позволяет получать гетероструктуры с параметрами 2DEG, сопоставимыми с параметрами гетероструктур на сапфире, технология которых достаточно хорошо отработана.

Работа поддержана РФФИ (гранты 13-02-00985, 12-02-00930 и 12-02-00453) и ГК Минобрнауки №16.523.12.3010.

GROWTH OF 2DEG STRUCTURES ON AlN/Al₂O₃ TEMPLATES BY AMMONIA MBE

T.V. Malin¹, V.G. Mansurov¹, A.M. Gilinsky¹, D.Yu. Protasov¹,
A.S. Kozhukhov¹, A.P. Vasilenko¹, K.S. Zhuravlev¹*

¹ISP SB RAS, Lavrentiev street, 13, 630090, Novosibirsk,
phone. +7(383)3304474, e-mail: mal-tv@mail.ru;

AlGaIn/GaN high electron mobility transistors (HEMT) are the subject of intense research due to their potential for high power and high frequency electronics. Currently sapphire wafers (Al₂O₃) are widely used as substrates for the epitaxial growth of AlN-nitride structures. AlN buffer layer on the Al₂O₃ substrate is normally used for the epitaxial growth to overcome problems originated from the huge lattice parameters mismatch between the GaN and Al₂O₃. Now the AlGaIn/GaN structures with two dimensional electron gas (2DEG) concentration of $1.2-1.4 \times 10^{13}$ cm⁻² and electron mobility of 1700 cm²/Vs are normally grown by ammonia MBE in the ISP SB RAS (Novosibirsk), and the best value of mobility 2500 cm²/Vs ($n_c \sim 0.8 \times 10^{13}$ cm⁻²) is achieved.

The GaN or AlN templates on foreign substrates (like sapphire or silicon) are helpful for the MBE growth to improve the crystal quality and decrease the duration of individual technological run thanks to avoiding of operations set like the nitridation of substrate, nucleation, and growth of buffer and intermediate layers. In the present work the structures with 2DEG were grown on AlN/Al₂O₃ templates of different quality by ammonia MBE to compare the growth process and 2DEG quality with our conventional technological process. It was found that on some templates with surface characterized by 2D diffraction pattern and comparatively big grains (mean lateral size of 1500 nm and RMS 8 nm according to AFM measurements) it was not possible to proceed the 2D GaN growth in our normal growth conditions and 2DEG was not achieved. For the other templates characterized by 3D diffraction pattern and small grains (smaller than 500 nm lateral, RMS 8 nm). In the last case the AlGaIn/GaN structures shows the 2DEG with parameters comparable with our conventional structures. Probably, the results could be explained by the presence of n-polarity (or mixed polarity) in the first case.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МВЕ ДЛЯ IN-SITU ПАССИВАЦИИ И ДОРАЩИВАНИЯ ОМИЧЕСКИХ КОНТАКТОВ НЕМТ ГЕТЕРОСТРУКТУР НИТРИДА ГАЛЛИЯ

М.Л. Занавескин^{1}, А.А. Андреев¹, И.О. Майборода¹, В.В. Москвин¹, П.А. Перминов¹, Ю.В. Федоров².*

¹НИЦ «Курчатовский институт», Курчатовский НБИКС-Центр. Пл. Академика Курчатова, д. 1, 123182, Москва,

тел. +7(499)1967784, e-mail: zanaveskin.maxim@gmail.com;

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт СВЧ полупроводниковой электроники РАН, Нагорный пр. д.7, стр.5, г. Москва, тел. +7(499)123-44-64, e-mail: YuraF2002@mail.ru.

Создание НЕМТ транзисторов на нитриде галлия в диапазоне до 100 ГГц требует приближения затвора к области двумерного газа. Это приводит к необходимости работы с гетероструктурами, в которых формирующий в GaN двухмерный электронный газ слой AlGa_N составляет 10 нм и менее. В этой ситуации критическое влияние на работу транзисторов оказывают дефекты, возникающие на поверхности AlGa_N при контакте с воздушной средой. Стандартным подходом для уменьшения количества дефектов в слое AlGa_N и защиты его от воздействия окружающей среды является формирование пассивирующего покрытия в постростовых процессах. В настоящей работе применен метод создания пассивирующего слоя SiN непосредственно в ростовой камере аммиачной МВЕ (in-situ), сразу после формирования НЕМТ гетероструктуры. Показано значительное снижение слоевого сопротивления и отсутствие ловушек на границе раздела при толщине in-situ пассивации всего 3 нм. Кроме того, на in-situ пассивированных гетероструктурах обнаружено значительное увеличение пробивных напряжений до 280 В без заметных токов утечки.

Формирование омических контактов на НЕМТ нитридных гетероструктурах обычно является сложным и плохо повторяемым процессом. На следующем этапе была апробирована методика создания невжигаемых омических контактов методом эпитаксиального дорачивания высоколегированного контактного слоя n+Ga_N:Si с концентрацией Si до $5 \cdot 10^{19}$ 1/см³ в аммиачной МВЕ. Для этого была выращена гетероструктура AlGa_N/AlN/GaN с толщиной барьерного слоя AlGa_N 10 нм, имеющая по Холловским измерениям подвижность двумерного электронного газа $\mu_e = 1100$ В/см²·с при концентрации $n_e = 1,9 \cdot 10^{13}$ 1/см² ($R_{\text{ш}} = 296$ Ом/кв). Затем на ней была выполнена меза-изоляция приборов и покрытие слоем SiO₂ толщиной 50 нм. В местах будущих омических контактов были вытравлены окна в слое SiO₂, через которые затем был произведен протрав верхних слоев гетероструктуры AlGa_N/AlN/GaN в плазме BCl₃/Ar до глубины около 15 нм для удаления барьерного слоя AlGa_N/Al. Затем в МВЕ был произведен рост слоя n+Ga_N:Si. После «взрыва» слоя SiO₂ в МВЕ был повторно сформирован пассивирующий слой Si₃N₄ толщиной 30 нм, в нем вскрыты окна и напылена металлизация омических контактов состава Ti/Al/Ni/Au. Сформированные контакты действительно оказались омическими сразу после напыления (см. Рисунок 1), хотя последующее вжигание при T=850°C привело к их улучшению. Мы связываем данный эффект с возможным затенением края вытравленной контактной области в гетероструктуре краем маски SiO₂ при осаждении контактного слоя n+Ga_N:Si, что могло привести к отсутствию прямого омического контакта выращенного слоя n+Ga_N:Si с двумерным газом. По-видимому, этот контакт частично восстанавливался после высокотемпературного отжига за счет расплывания металла ОК.

Измерения токов сразу после нанесения контактного слоя n+Ga_N:Si до и после повторной пассивации поверхности гетероструктуры показали критическое влияние пассивирующего слоя: в центре пластины токи отличались более чем на два порядка (см. Рисунок 2). Последующий отжиг при T=850°C привел к дополнительному возрастанию токов насыщения транзисторов до величин более 1100 мА/мм, что является очень высоким значением для гетероструктуры с барьерным слоем толщиной 10 нм. Этот результат получен впервые в России.

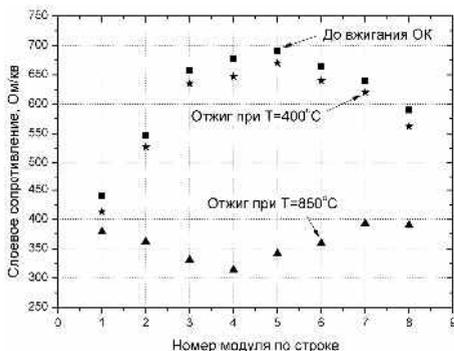


Рисунок 1 – Изменение листового сопротивления по пластине после отжига омических контактов (ОК)

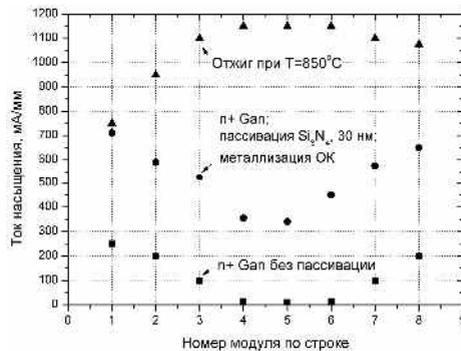


Рисунок 2 – Изменения токов насыщения транзисторов после технологических операций

Таким образом, полученные первые результаты по созданию новой комплексной технологии изготовления транзисторов для КВЧ диапазона, включающей изготовления наногетероструктур с толщиной барьерного слоя AlGaN 10 нм, повторное доразращивание контактного слоя n+GaN:Si и последующую пассивацию in-situ в ростовой камере MBE, показывают перспективность данного направления. В докладе также будут обсуждаться СВЧ параметры приборов, изготовленных по данной технологии.

MBE IN-SITU PASSIVATION AND MBE OHMIC CONTACTS GROWTH FOR HEMT GAN HETEROSTRUCTURES

M.L. Zhanaveskin^{1}, A.A. Andreev¹, I.O. Mayboroda¹, V.V. Moskvina¹, P.A. Perminov¹, Yu.V. Fedorov²*

¹NRC Kurchatov Institute, NBICS-Center, Pl. Akademika Kurchatova, 1, 123182, Moscow, phone. +7(499)1967784, e-mail: zhanaveskin.maxim@gmail.com;

²Institute of Ultra-High Frequency Semiconductor Electronics of RAS, Moscow, Nagorny prd., d.7, str. 5 phone. +7(499)123-44-64, e-mail: YuraF2002@mail.ru.

New methods of the in-situ MBE growth of SiN were applied for HEMT GaN heterostructures passivation developed for 100 GHz devices. A significant reduction in layer resistance and the lack of traps at the interface with a thickness in-situ passivation of 3 nm. In addition, the in-situ passivated heterostructure a significant increase in the breakdown voltage of 280 V without significant leakage.

It was tested method of creating not-annealed ohmic contacts by epitaxial rearing high-alloyed contact layer n + GaN: Si in ammonia MBE. Saturation current of transistors made more than 1100 mA / mm, which is a very high value for the heterostructure with a barrier layer thickness of 10 nm. This result was obtained for the first time in Russia.

Thus, the first results in the creation of a new integrated technology of transistors for UHF band, which includes MBE growth of nanoheterostructures with thick AlGaN barrier layer is 10 nm, regrowth contact layer n + GaN: Si passivation and subsequent in-situ in the growth chamber MBE, show promise this direction.

МИКРО-РАМАНОВСКАЯ, ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНАЯ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ЛАТЕРАЛЬНЫХ AlGaIn/GaN НЕМТ СТРУКТУР ПРИ НАГРУЗКАХ

*А.В. Наумов**, М.П. Триус, А.Ф. Коломыс, А.С. Романюк, В.В. Стрельчук, А.Е. Беляев

Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАН Украины
проспект Науки, 41, Киев, 03028, Украина
тел. +380(44)5256043, e-mail: naumov_av@ukr.net

Квантовые гетероструктуры (ГС) на основе нитридов группы III типа AlGaIn/GaN широко используются в современных полевых транзисторах, в частности, в транзисторах с высокой подвижностью электронов (НЕМТ). Эти структуры имеют ряд преимуществ: большую дрейфовую скорость электронов $v_s \sim 3 \cdot 10^7$ см/с при напряженности электрических полей до $E \sim 100$ кВ/см, высокий порог электрического пробоя ($\sim 5 \cdot 10^6$ В/см), хорошую теплопроводность (~ 1.3 Вт/см К), термическую прочность (до 1250 К), радиационную стойкость и др., что позволяет достигать рекордных рабочих частот (> 100 ГГц), мощностей (> 100 Вт) и КПД ($> 50\%$). Существенным свойством AlGaIn/GaN ГС является формирование проводящего канала с двумерным электронным газом (2DEG) большой плотности ($n_s \sim 10^{13}$ /см²), который локализуется в квантовой яме на гетерогранице GaN-AlGaIn вследствие сильных ($\sim 10^5$ В/см) полей спонтанной и пьезоэлектрической поляризации. Однако при работе таких НЕМТ структур в условиях больших электрических нагрузок (> 10 Вт/мм) становятся актуальными эффекты джоулевого саморазогрева 2DEG, рассеяния тепла и проблема теплоотвода [1-3].

Данная работа посвящена результатам комплексного исследования латеральных AlGaIn/GaN НЕМТ структур, включая электрофизическую, магнитно-транспортную и спектрально-оптическую характеризацию таких ГС при нагрузках. Более детально, с применением методов сканирующей конфокальной микро-Рамановской и фотолюминесцентной спектроскопии исследован температурный разогрев проводящего 2DEG канала под действием электрического поля.

Образцы AlGaIn/GaN ГС были выращены методом металлоорганической газофазной эпитаксии (MOCVD) на подложках с-Al₂O₃ (450 мкм). ГС имели нелегированный буферный слой GaN (3 мкм), барьер Al_{0.3}Ga_{0.7}N (30 нм) и покрывающий слой GaN (3 нм). НЕМТ структуры формировались в виде линейных TLM-структур с разной длиной проводящего канала (30-180 мкм). Омические контакты изготавливались путем металлизации Ti(35 нм)/Al(200 нм)/Ni(45 нм)/Au(100 нм).

На Рис. 1 приведены типичные вольтамперные характеристики (ВАХ), измеренные для TLM-участков с характерной длиной проводящего канала 30, 90 и 180 мкм при постоянном токе и в импульсном (10^{-3} с) режиме при разных временах ожидания измерения при комнатной температуре. Электрофизические измерения демонстрируют разогрев проводящего канала и образца в целом и соответствующие эффекты насыщения тока и отрицательного дифференциального сопротивления на ВАХ. По данным холловских измерений в этих условиях подвижность и концентрация 2DEG электронов составляют $\mu_n \geq 1 \cdot 10^3$ см²/В с и $n_s \sim 1 \cdot 10^{13}$ см⁻². Путем самосогласованного компьютерного моделирования и сопоставления с экспериментом для TLM-участков разной длины была определена величина теплового сопротивления и температура разогрева 2DEG. Сделаны оценки величины снижения тока вследствие разогрева 2DEG как функции электрического поля и температуры. В условиях приложенного напряжения к образцам в диапазоне 1-30 В были получены стоковые и антистоксовы спектры комбинационного рассеяния света (КРС) и спектры фотолюминесценции (Рис. 2, 3). Из анализа соотношения интенсивностей пиков стоковых/антистоксовых компонент спектров КРС и температурного сдвига частоты фононной моды E_2^{high} (GaN) определена фононная температура образцов. Также исследована временная динамика спектров ФЛ в зависимости от разогрева образцов.

Таким образом, полученные данные иллюстрируют важное влияние эффектов джоулевого саморазогрева 2DEG на функциональные свойства и характеристики AlGaIn/GaN НЕМТ-структур. Полученные результаты будут полезны для разработки новых приборов высокотемпературной, высоковольтной и высокочастотной электроники нового поколения.

Работа выполнена в рамках ГЦНТП Украины «Нанотехнологии и наноматериалы» 2010-2014.

[1] Z. Yan, G. Liu, J.M. Khan, A.A. Balandin. Nature Commun., **3**, 827 (2012).

[2] V.P. Kladko, A.F. Kolomys, M.V. Slobodian, V.V. Strelchuk, V.G. Raycheva, A.E. Belyaev, S.S. Bukalov, H. Hardtdegen, V.A. Sydoruk, S.A. Vitusevich. J. Appl. Phys., **105**, 063515 (2009).

[3] S.A. Vitusevich, A.M. Kurakin, N. Klein, M.V. Petrychuk, A.V. Naumov, A.E. Belyaev. IEEE Trans. Device Mat. Rel., **8**, 543 (2008).

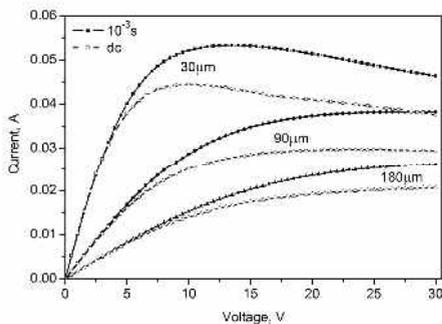


Рис.1. Вольтамперные характеристики AlGaIn/GaN HEMT-структур при температуре 300 К для TLM-участков длиной 30-180 мкм в режиме постоянного тока и в импульсном режиме.

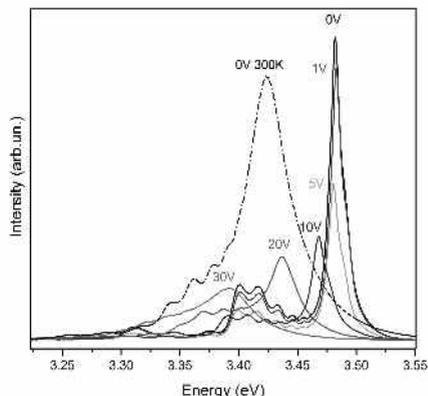


Рис.2. Спектры фотолуминесценции AlGaIn/GaN HEMT-структур при температуре 90 К и приложенном напряжении 1-30 В.

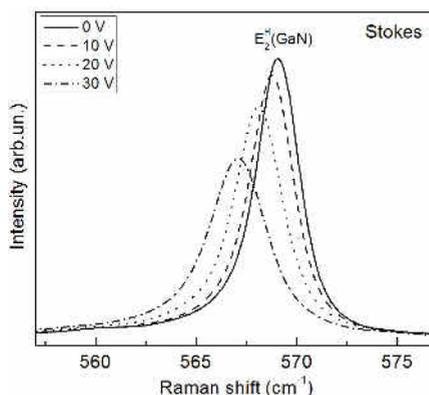
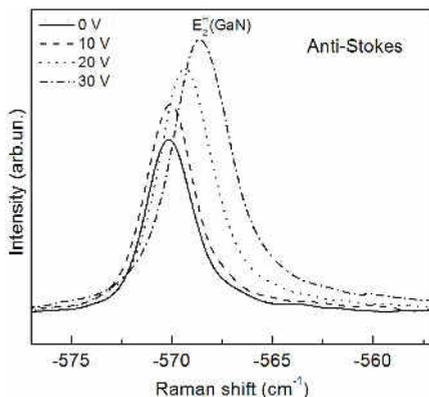


Рис.3. Антистоксовы и стоксовы спектры комбинационного рассеяния AlGaIn/GaN HEMT-структур в области E_2^{high} (GaIn) при температуре 300 К и приложенном напряжении 0-30 В.

MICRO-RAMAN, PHOTOLUMINESCENCE AND ELECTROPHYSICAL DIAGNOSTICS OF LATERAL AlGaIn/GaN HEMT STRUCTURES ON LOADS

*A.V. Naumov**, *M.P. Trius*, *A.F. Kolomys*, *A.S. Romanyuk*, *V.V. Strelchuk*, *A.E. Belyaev*

Lashkarev Institute of Semiconductor Physics, National Academy of Sciences of Ukraine

Prospect Nauki, 41, Kyiv 03028, Ukraine

phone. +380(44)5256043, e-mail: naumov_av@ukr.net

The work presents the results of comprehensive study of lateral AlGaIn/GaN-based HEMT-like structures by means of complex electrophysical, magnetic-transport and spectral-optical characterization of such structures under the loads. More specifically, with scanning confocal micro-Raman and photoluminescence spectroscopy, we studied the temperature self-heating of the conductive 2DEG channels in AlGaIn/GaN HEMT structures under the action of pulse and dc electric fields. The research data obtained demonstrate the important effects of the Joule self-heating of the 2DEG on the functional properties and characteristics of AlGaIn/GaN HEMTs, which will be useful for the further development of GaN-based transistors for high-temperature, high-voltage and high-frequency nanoelectronics of new generation.

МЕХАНИЗМЫ ПРОБОЯ В ТРАНЗИСТОРНЫХ СТРУКТУРАХ AlGaN/GaN (ОБЗОР)

А.А. Макаров^{1,2}, Н.И. Каргин¹, Р.И. Иванов¹.*

¹ Научно-исследовательский ядерный университет «МИФИ»
Каширское шоссе, дом 31, 115409, г. Москва.

тел. +7(926)3407405, e-mail: a.makarov@gz-pulsar.ru;

² ОАО «Государственный завод «Пульсар» Окружной проезд, дом 27, 105187, г. Москва.

Транзисторы на основе GaN применяются как в области сверхвысоких частот, так и в области мощных переключательных приборов. Уже доступны коммерческие приборы с напряжениями пробоя 200В (компания EPC-Co) и 600В (компания Transphorm), которые обладают характеристиками, не уступающими традиционным приборам на основе кремния – биполярным транзисторам с изолированным затвором (БИЗ) и полевым МДП-транзисторам.

В то же время, группой ученых Института Микроэлектроники, (IMEC, Бельгия) продемонстрированы транзисторные структуры с напряжениями пробоя более 2 кВ.

Основные параметры, влияющие на характеристики мощных переключательных транзисторов – напряжение пробоя $V_{пр}$ и сопротивление открытого канала транзистора $R_{откр}$. Однако, эти величины связаны между собой уравнением:

$$R_{ON} = (4V_{BD}^2) / (\epsilon \mu_n E_c^3) \quad (1)$$

или после преобразования

$$(4V_{BD}^2) / R_{ON} = \epsilon \mu_n E_c^3 \quad (2)$$

, где ϵ – относительная диэлектрическая проницаемость материала, μ_n – подвижность электронов, E_c – критическая напряженность электрического поля, V_{BD} – напряжение пробоя, R_{ON} – сопротивление открытого канала транзистора.

Напряжение пробоя транзисторной структуры зависит от критической напряженности электрического поля в районе подзатворной области в направлении стока транзистора. Уменьшить пик E_c можно с помощью применения двухуровневой металлизации – так называемого «field plates».

Теоретически, пробивное напряжение структуры полевого транзистора зависит от расстояния между омическими контактами. Однако, в случае структур, выращенных на подложке Si, наблюдается насыщение зависимости пробивного напряжения от расстояния между омическими контактами [3]. Visalli и соавторы связывают это явление с пробоем структуры по высокодефектной гетерогранице «кремниевая подложка - зародышевый слой AlN». Увеличение напряжения пробоя возможно с помощью увеличения толщины буферного слоя GaN с высоким удельным сопротивлением. Такие образцы были получены Ikeda с соавторами в [2]. В то же время, из-за большого рассогласования параметров кристаллической решетки и коэффициентов термического расширения GaN и кремния, выращивание буферного слоя большой толщины усложняет производство и уменьшает выход годных структур. Одним из методов, позволяющих добиться высоких пробивных напряжений транзисторных структур, является локальное удаление подложки кремния в области стока [1].

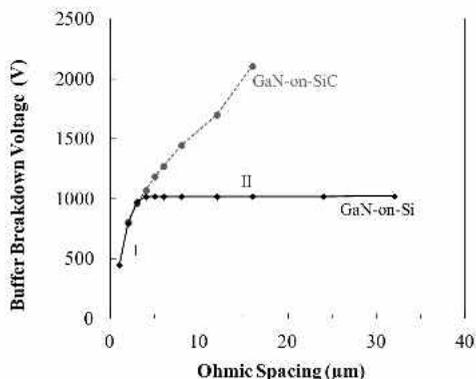


Рис. 1. Зависимость напряжения пробоя транзисторных структур на основе GaN на подложках Si и SiC от расстояния между омическими контактами [3].

Работа была выполнена при поддержке Министерства Образования и Науки Российской Федерации.

- [1] Srivastava, P. и др. "Record Breakdown Voltage (2200 V) of GaN DHFETs on Si With 2 μ m- Buffer Thickness by Local Substrate Removal," Electron Device Letters, IEEE , vol.32, no.1, pp.30,32, Jan. 2011
- [2] Ikeda, N. и др. "High power AlGaIn/GaN HFET with a high breakdown voltage of over 1.8 kV on 4 inch Si substrates and the suppression of current collapse," ISPSD '08. 20th International Symposium on Power Semiconductor Devices and IC's, 2008, vol., no., pp.287-290, 18-22 May 2008
- [3] D. Visalli Optimization of GaN-on-Si HEMTs for high-voltage applications. Katholieke Universiteit Leuven 2011, ISBN 978-90 -8649 -467 -5

REVIEW OF BREAKDOWN MECHANISMS IN AlGaIn/GaN HEMT STRUCTURES

A.A. Makarov^{1,2}, N.I. Kargin¹, R.I. Ivanov¹*

¹National research nuclear university «MEPhI». Kashirskoe shosse 31, 115409, Moscow, phone. +7(926)3407405, e-mail: a.makarov@gz-pulsar.ru;

² JSC “State Plant “Pulsar”. Okruzhnoy proezd 27, 105187, Moscow,

Different mechanisms of breakdown have been investigated for HEMT structures AlGaIn/GaN. Breakdown voltage of HEMT structures opposite of specific on-resistance. There is a saturation of breakdown voltage versus spacing between ohmic contacts, which indicates electron overflow assisted by electrically active dislocations. Critical electric field reach it maximum under drain side of the gate, so it can be lowered by Γ shape of the gate and using of field plate. Solution of increasing breakdown voltage of the buffer in literature given as increasing thickness of semi insulating buffer or using trenches around the drain.

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ОПТИМИЗАЦИИ НИТРИДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР ДЛЯ ИХ ПРИМЕНЕНИЯ В ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫХ СВЕТОДИОДНЫХ УСТРОЙСТВАХ

В.Е. Бугров^{1,2}

¹ Закрытое акционерное общество «Оптоган», Таллинское шоссе, д.206, 198205, Санкт-Петербург, тел. +7 (812) 3263285, e-mail: vladislav.bougrov@optogan.com;

² Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Кронверкский пр., д.49, 197101, Санкт-Петербург

В настоящее время полупроводниковые светодиоды, излучающие в синем диапазоне электромагнитного спектра, находят широкое применение в таких приложениях, как системы общего и специального освещения. Изначально наиболее перспективными материалами для изготовления излучателей синего света считались соединения SiC и ZnSe. Пионерскими исследованиями, связанными с развитием излучателей на основе SiC, по праву считаются работы, выполненные в ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН в 1970–1980 годах [1]. Другими важнейшими материалами, пригодными для изготовления светоизлучающих структур синего и ультрафиолетового света, являются нитриды металлов III группы периодической системы химических элементов Д.И. Менделеева (III-нитриды); синтез этих материалов и исследования их свойств также проводились в ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН и МГУ имени М.В. Ломоносова, начиная с самой ранней стадии [2–4]. В последние две декады в области получения эпитаксиальных слоёв (ЭС) нитрида галлия (GaN) и твердых растворов $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ и $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$, необходимых для развития технологии синих и ультрафиолетовых светодиодов, был достигнут значительный прогресс. Данное направление активно развивается с 90-х годов, начиная с технологических успехов группы профессора I. Akasaki в области газофазной эпитаксии с использованием металлорганических соединений (ГФЭ МОС). Среди основных этапов развития технологии следует отметить разработку процесса выращивания материала, включающего стадию низкотемпературного роста начального слоя структуры (нуклеационного слоя) [5], который позволил создать эпитаксиальные слои GaN на чужеродных подложках и снизить плотность проникающих дислокаций (ПД) в получаемых слоях. Следующим важным шагом явилась разработка методики легирования GaN магнием (Mg) [6], что дало материал с проводимостью дырочного типа (*p*-типа) с параметрами, достаточными для изготовления высокоэффективных светодиодов и лазерных диодов. Еще одним значительным вкладом в развитие надежных твердотельных источников синего света стала разработка технологии электрических контактов к GaN [7]. В настоящее время III-нитриды считаются наиболее востребованными полупроводниковыми материалами для приложений, требующих высокоэффективных твердотельных источников света [8]. Несмотря на достигнутые успехи, до сих пор актуальной остается задача развития физического базиса функционирования и изготовления высокоэффективных полупроводниковых светоизлучающих структур и устройств на основе III-нитридов и улучшения их характеристик путём повышения кристаллического совершенства гетероэпитаксиальных слоёв и разработки новых структур и схем легирования.

Излучательные свойства III-нитридных гетероструктур определяются многими параметрами: ориентацией подложки, на которой осуществляется эпитаксиальный рост, составом и степенью легирования использованных при эпитаксиальном росте материалов, последовательностью слоев, их толщиной и функциональным назначением, количеством и толщиной квантовых ям, качеством эпитаксиальных слоев и многими другими. В представленном докладе обсуждается комплексный подход, направленный на создание, оптимизацию и, в конечном итоге, на улучшение светодиодных излучателей на основе III-нитридов. Приводятся результаты теоретических и экспериментальных исследований механизмов роста, легирования и дефектообразования в III-нитридах при их получении на подложках с большим рассогласованием параметров кристаллической решётки при использовании различных условий роста и различных морфологиях ростовой поверхности подложки. Обсуждаются закономерности дефектообразования при гетероэпитаксиальном росте полупроводниковых соединений и твердых растворов $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$ и $\text{In}_x\text{Al}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{N}$ на GaN, и структур с множественными квантовыми ямами (МКЯ) $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{In}_x\text{Al}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{N}$, выращиваемых методом ГФЭ МОС на подложках сапфира. Предлагаются и рассматриваются новые методы по снижению дефектности указанных материалов и повышению эффективности светодиодных устройств, создаваемых на их основе.

В докладе приводится разработанная с целью снижения плотности ПД теоретическая модель взаимодействия ПД, реализованная в методе многостадийного роста. Демонстрируются результаты моделирования и экспериментальной реализации двухстадийного метода роста методом ГФЭ МОС,

показывается, что возникновение ростовых поверхностей с высокими кристаллографическими индексами при осаждении полупроводниковых материалов со структурой вюрцита на подложках базисной ориентации (0001) вызывает отклонение ПД от начального вертикального положения; наклон ПД приводит к существенному уменьшению плотности ПД по мере дальнейшего роста слоёв в результате междислокационных реакций.

Экспериментальные результаты, приводимые в докладе, демонстрируют, что использование многостадийного режима роста в процессе ГФЭ МОС (с чередованием двух- и трёхмерной ростовой моды) позволяет достичь быстрого уменьшения плотности ПД в слоях GaN, и по мере увеличения толщины слоя плотность ПД может быть снижена на полтора – два порядка. Рассматривается реализация метода многостадийного роста и демонстрируется, что управление трёхмерной ростовой модой на начальном этапе формирования эпитаксиальных слоёв на сапфировой подложке позволяет сократить плотность островков зарождения и, как следствие, число границ блоков при их последующем заращивании, что является определяющим в формировании слоя с низкой исходной плотностью дислокаций.

В докладе обсуждаются экспериментальная методика выращивания нуклеационного слоя GaN с низкой плотностью островков зарождения, оптимизация метода поэтапного роста GaN путём контроля плотности островков зарождения на стадии низкотемпературного роста и технология регулирования размера островков на этапе высокотемпературного заращивания нуклеационного слоя. Формирование нуклеационного слоя с требуемой морфологией связывается с оптимальным выбором технологических условий процессов многостадийного роста.

На рис.1 (a, b, c) приведены данные атомно-силовой микроскопии (АСМ), отображающие морфологию поверхности трех образцов, выращенных с использованием одного, двух и четырёх циклов осаждения – рекристаллизации, соответственно. Из приведенных изображений видно, что плотность островков практически не отличается для каждого из образцов и составляет $6 \times 10^7 \text{ см}^{-2}$, а средняя высота островков увеличивается и составляет 135 нм (a), 375 нм (b) и 410 нм (c). Таким образом демонстрируется результат реализации метода многостадийного роста: после двух циклов низкотемпературного осаждения GaN, происходит насыщение роста островков в направлении [0001].

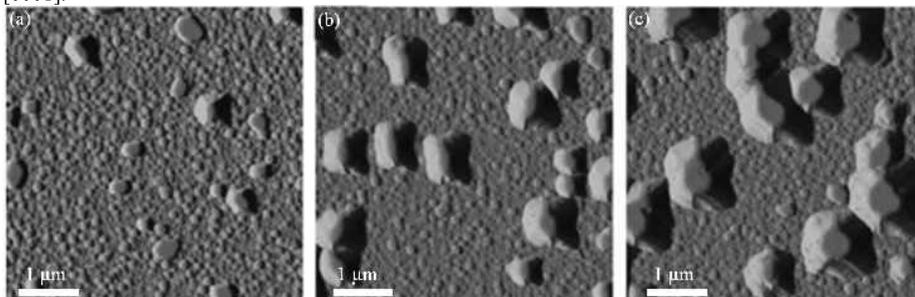


Рис.1. Данные атомно-силовой микроскопии, иллюстрирующие морфологию образцов, выращенных с использованием одного (a), двух (b) и четырёх (c) циклов «рост-отжиг».

Снижение плотности ПД показывают изображения АСМ (рис.2), полученные с протравленной в смеси ортофосфорной и серной кислот поверхности пленки GaN толщиной 2.3 мкм, выращенной стандартным методом роста (a) и методом многостадийного роста (b). Выявленная плотность ямок травления составляет для этих образцов, соответственно, $6-7 \times 10^8 \text{ см}^{-2}$ и $3 \times 10^7 \text{ см}^{-2}$.

В докладе приводятся результаты оценки скорости потока газа-носителя и общего давления в реакторе на эволюцию морфологии плёнки нуклеационного слоя во время начальных стадий высокотемпературного заращивания. Обсуждается снижение механических напряжений, возникающих в слоях GaN, эпитаксиально наращиваемых на подложку сапфира, с помощью создания упорядоченной системы полостей в гетероэпитаксиальных слоях GaN, и показывается, что величина и степень локализации напряжений определяются отношением радиуса создаваемых полостей к толщине наращиваемого слоя.

В докладе рассматриваются методы увеличения вывода излучения из гетероструктур Ш-нитридов. Демонстрируются результаты исследований влияния содержания In на структурное качество и однородность состава МКЯ, квантовую эффективность в светодиодных структурах $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{In}_y\text{Al}_z\text{Ga}_{1-y-z}\text{N}$ с барьерными слоями $\text{In}_y\text{Al}_z\text{Ga}_{1-y-z}\text{N}$.

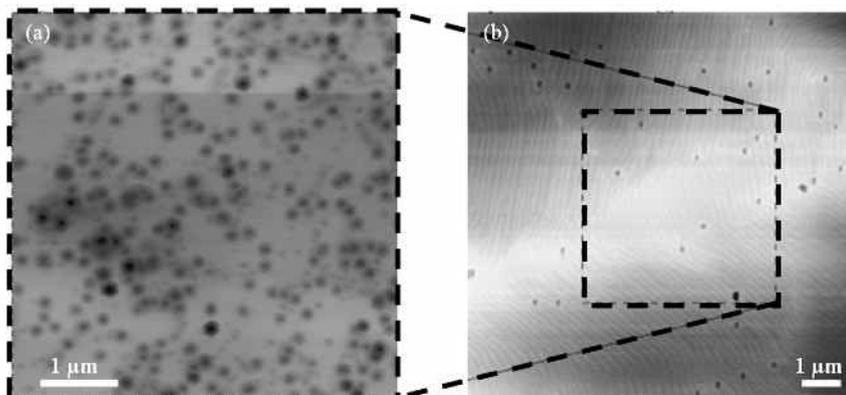


Рис. 2. Данные атомно-силовой микроскопии, показывающие плотность ямок дислокационного травления в слоях GaN, выращенных стандартным (а) и многостадийным (б) методами. Во втором случае наблюдается двадцатикратное уменьшение плотности ПД.

Кроме того, в докладе приводятся сведения о разработанном эффективном методе защиты гетероструктур на основе III-нитридов от воздействия электростатического разряда (ЭСР). Демонстрируется возможность снижения тока, текущего по проводящим каналам в активной области во время ЭСР, за счет введения в непосредственной близости к активной области структуры промежуточных слоев-спейсеров с высоким удельным сопротивлением. Обосновывается, что в качестве *p*-спейсера можно использовать *p*-эмиттер, однако для препятствия диффузии Mg из *p*-эмиттера в активную область структуры, в качестве оптимального решения приводится введение нелегированного спейсера. Показывается, что в *n*-области введение номинально нелегированного спейсера является необходимым.

В заключение в докладе суммируются результаты комплексного подхода, положенного в основу оптимизации характеристик III-нитридных полупроводниковых устройств, на примере разработанных и внедренных в промышленное производство светодиодных чипов, светодиодов и матричных светодиодных сборок для изготовления осветительных устройств. Приводятся лучшие достигнутые показатели светодиодов и светодиодныхборок, выполненных по технологии «чип на плате», выпускаемых промышленно: при индексе цветопередачи 80 и с коррелированной цветовой температурой 4000 К полученные светодиоды и светодиодные сборки характеризуются светоотдачей 165 и 140 лм/Вт, соответственно.

Результаты, обсуждаемые в докладе, представлены, например, в публикациях [9–17].

- [1] В.А. Дмитриев, П.А. Иванов, Я.В. Морозенко и др. Письма в Журнал Технической Физики, **11** (4), 246 (1985).
- [2] Ю.А. Водаков, М.И. Карклина, Е.Н. Мохов и др. Неорганические материалы, **16** (3), 537 (1980).
- [3] В.В. Лундин, А.С. Усиков, Б.В. Пушный и др. Тез. докл. Всероссийской Конференции "Микро- и нано- электроника – 98" (Звенигород, Россия, 1999) т. 2, с. 2.
- [4] В.Е. Кудряшов, С.С. Мамакин, А.Э. Юнович и др. Физика и Техника Полупроводников, **35** (7), 861 (2001).
- [5] I. Akasaki, H. Amano, Y. Koide et al. Journal of Crystal Growth, **98** (1–2), 209 (1989).
- [6] H. Amano et al. Japanese Journal of Applied Physics, 28 (part 2) (12), L2112 (1989).
- [7] S. J. Pearton, J. C. Zolper, R. J. Shul et al. Journal of Applied Physics, **86** (1), 1 (1999).
- [8] S. Nakamura, G. Fasol. *The Blue Laser Diode* (Berlin–Heidelberg–New York, Springer–Verlag, 1997).
- [9] T. Lang, M.A. Odnoblyudov, V.E. Bougrov et al. Journal of Crystal Growth, **277** (1–4), 64 (2005).
- [10] V.E. Bougrov, M.A. Odnoblyudov, A.E. Romanov et al. Physica Status Solidi (a), **203** (4), R25 (2006).
- [11] T. Lang, M.A. Odnoblyudov, V.E. Bougrov et al. Physica Status Solidi (a), **203** (10), R76 (2006).
- [12] T. Lang, M.A. Odnoblyudov, V.E. Bougrov et al. Journal of Crystal Growth, **298** (1), 276 (2007).
- [13] S. Suihkonen, O. Svensk, P.T. Törmä et al. Journal of Crystal Growth, **310** (7–9), 1777 (2008).
- [14] P.T. Törmä, M. Ali, O. Svensk et al. CrystEngComm, **12** (10), 3152 (2010).
- [15] M. Ali, A.E. Romanov, S. Suihkonen et al. Journal of Crystal Growth, **315** (1), 188 (2011).
- [16] S.S. Suslov, V.E. Bougrov, M.A. Odnoblyudov et al. Physica Status Solidi (c), **9** (3–4), 1105 (2012).
- [17] И.Н. Ивукин, Д.М. Артемьев, В.Е. Бугров и др. Физика Твёрдого Тела, **54** (12), 2102 (2012).

OPTIMIZATION PHYSICAL BASES OF NITRIDE SEMICONDUCTOR HETEROSTRUCTURES FOR THEIR APPLICATION IN HIGH EFFICIENCY LED DEVICES

V.E. Bougrov^{1,2}

¹ Closed Joint Stock Company Optogan, Tallinskoe shosse, 206, 198205, St. Petersburg,
phone: +7(812)3263285, e-mail: vladislav.bougrov@optogan.ru;

² Saint-Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics,
Kronverkskii avenue, 49, 197101, St. Petersburg

A review of performed work on optimizing nitride based LED heterostructures and devices is presented. Complex approach for making high efficient LED devices is proposed and discussed. The approach includes development, modeling and experimental realization of multistage growth method, selection of materials, precursors, carrier gases, growth conditions, sequence of layers, electrode geometry, thermal management, and other features. One of the main parts of the work describes theoretical and experimental methods for reduction of threading dislocation density in III-nitride layers and templates. The approach has allowed the fabrication of individual white LEDs and LED chip-on-boards with 165 and 140 lm/W efficiency, respectively.

БЕЗМАСОЧНОЕ СТРУКТУРИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЕВЫХ ПОДЛОЖЕК

М.Г. Мынбаева¹, С.П. Лебедев¹, А.А. Лаврентьев¹, К.Д. Мынбаев¹, В.И. Николаев^{1,2}

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, 194021 Санкт-Петербург
тел. +7(812)2927337, e-mail: mgm@mail.ioffe.ru;

²ООО «Совершенные кристаллы», Политехническая ул. 26, 194021 Санкт-Петербург

В работе сообщается о результатах исследования эффекта самоорганизованного структурирования поверхности кремниевых пластин в условиях высокочастотного индукционного нагрева. Данный эффект может быть использован для безмасочного структурирования поверхности кремниевых подложек, предназначенных для использования в технологии светодиодов на основе нитрида галлия и его твердых растворов.

Существует несколько подходов, направленных на повышение эффективности нитридных светодиодов, в рамках которых используются различные методы структурирования подложки, предназначенной для роста эпитаксиальных структур. В частности, уже показано, что использование структурированных подложек способствует улучшению кристаллического качества эпитаксиальных структур, и что создание искусственно введенных неоднородностей границы раздела структура/подложка способствует увеличению выходной оптической мощности светодиодов [1,2]. Особое место в развитии технологии создания эффективных светодиодов занимают безмасочные методы структурирования, не требующие дополнительных этапов литографии и травления [3].

Мотивацией к проведению исследований, результаты которых будут представлены в докладе, являлась идея реализации безмасочного структурирования поверхности кремния, основанного на принципах гетерогенного (поверхностного) плавления, когда в условиях отжига, проводимых при температурах, меньших справочной равновесной температуры плавления объемного материала, на поверхности твердой фазы возникает слой жидкой фазы [4].

Для проведения процессов отжига кремниевых пластин была использована установка с высокочастотным нагревом (ВЧ) [5]. Отжиги проводились в замкнутой графитовой ячейке в температурном интервале $(1300-1380) \pm 10^\circ\text{C}$, который находится ниже температуры плавления Si (1414°C). При этом было установлено, что в том случае, когда в ячейке отжига находился источник паров углерода (мелкодисперсный порошок карбида кремния) на поверхности кремниевых пластин наблюдалась инициация процесса образования жидкой фазы. В результате были получены образцы с измененной морфологией поверхности, задаваемой самоорганизованными процессами плавления-отвердевания.

На Рисунке 1 (а,б) представлены изображения поверхности кремниевых пластин, подвергнутых отжигам в углеродосодержащей атмосфере. По картине визуально наблюдаемого рельефа можно сделать вывод, что в условиях проведенных отжигов произошло оплавление приповерхностной зоны кремниевых пластин. Как следует из представленных изображений, характер морфологии полученных поверхностных структур, образованных отвердевшей жидкой фазой, определяется температурой отжига. Наличие лунок на структурированных поверхностях образцов можно связать с известным эффектом диспергирования жидкой фазы, возникающей на твердой поверхности [4]. Следует отметить, что, несмотря на присутствие в камере отжига источника углерода, образование эвтектического расплава в рассматриваемых случаях исключено, поскольку температура пластин в процессе отжига поддерживалась в пределах существенно более низких, чем температура образования эвтектики в системе Si-C ($1402 \pm 5^\circ\text{C}$). Исследование элементного состава поверхности отожженных пластин выявило присутствие углерода, что указывает на его ключевую роль в процессе наблюдаемого поверхностного плавления кремния. Известно, однако, что присутствие углерода на поверхности подложки, как правило, служит фактором, заведомо определяющим низкое качество наращиваемых эпитаксиальных слоев нитридов металлов III группы. Поэтому в ходе дальнейших экспериментов, направленных на создание кремниевой структурированной подложки, пригодной для проведения эпитаксии нитридных материалов, нами была разработана процедура последующего термического окисления «модифицированных» отжигами кремниевых пластин. Это окисление приводило к полному удалению углерода с поверхности пластин и образованию пленки толщиной 30–35 нанометров, имеющей стехиометрический состав, соответствующий оксиду кремния (SiO_2). Образованная пленка SiO_2 , в свою очередь, могла быть легко удалена обработкой во фторсодержащем травителе, после чего «очищенные» от присутствия углерода кремниевые пластины становились пригодными для использования в качестве подложек для проведения нитридной эпитаксии. Указанная процедура очистки поверхности образцов не приводила к изменению их морфологии.

Таким образом, результаты проведенных экспериментов свидетельствуют о достижении эффекта самоорганизованного структурирования поверхности кремниевых пластин в специфических условиях проводимых ВЧ отжигов. Данный эффект может быть использован для создания безмасочных способов формирования структурированных кремниевых подложек, перспективных для использования в технологии светодиодов на основе нитрида галлия и его твердых растворов.

Работа была частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты 12-08-00397, 13-08-00809).

- [1] Zhe Chuan Feng, ed., III-Nitride Devices and Nanoengineering (London, Imperial College Press, 2008).
- [2] M. Ali, O. Svensk, L. Riuttanen, M. Kruse, S. Suihkonen, A.E. Romanov, P.T. Törmä, M. Sopenan, H. Lipsanen, M.A. Odnoblyudov, V.E. Bougrov. *Semicond. Sci. Technol.*, **27**, 082002 (2012).
- [3] M. Ali, A.E. Romanov, S. Suihkonen, O. Svensk, P.T. Törmä, M. Sopenan, H. Lipsanen, M.A. Odnoblyudov, V.E. Bougrov. *J. Cryst. Growth*, **315**, 188 (2011).
- [4] Д.Г. Громов, С.А. Гаврилов. *ФТТ*, **51**, 2012 (2009).
- [5] М.Г. Мынбаева, П.Л. Абрамов, А.А. Лебедев, А.С. Трегубова, Д.П. Литвин, А.В. Васильев, Т.Ю. Чемекова, Ю.Н. Макаров. *ФТП*, **45**, 847 (2011).

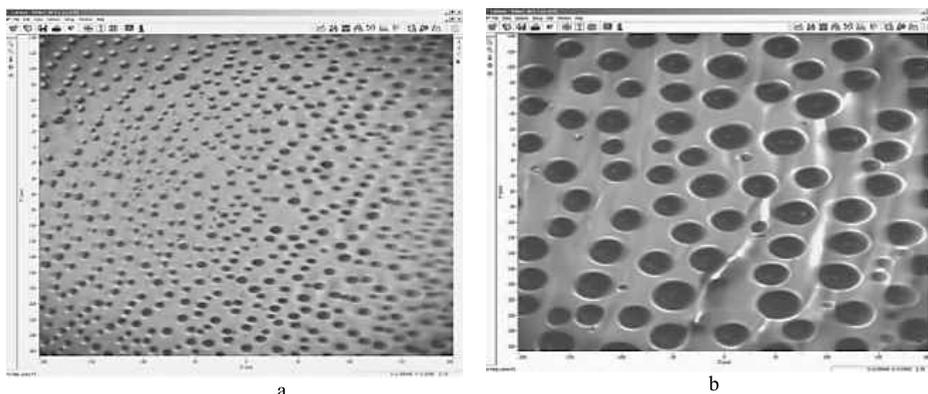


Рисунок 1. Изображения поверхности платин кремния после отжигов, проведенных при: $1300 \pm 10^\circ\text{C}$ (a), $1380 \pm 10^\circ\text{C}$ (b); средний диаметр лунок: (a) – 8 мкм; (b) – 45 мкм.

MASKLESS STRUCTURING OF THE SURFACE OF SILICON SUBSTRATES

M.G. Mynbaeva¹, S.P. Lebedev¹, A.A. Lavrent'ev¹, K.D. Mynbaev¹, V.I. Nikolaev^{1,2}

¹Ioffe Institute, Polytechnicheskaya Str., 26, 194021 Saint-Petersbrug

Phone: +7(812)2927337, e-mail: mgm@mail.ioffe.ru;

²Perfect Crystals LLC, Polytechnicheskaya Str., 26, 194021 Saint-Petersbrug

New physical and chemical principles of purposeful effect on the surface of silicon are developed, which allow for controlling its structure and composition. The results of the conducted experiments show that the effect of self-organized patterning of the silicon wafers occurs under specific conditions of radio-frequency annealing. This effect can be used for developing new maskless methods of the fabrication of structured silicon substrates, which are prospective for the use in the technology of light-emitting diodes based on gallium nitride and III-nitride solid solutions.

ХЛОРИДНО-ГИДРИДНАЯ ЭПИТАКСИЯ ПОЛУПОЛЯРНЫХ GaN(2023) СЛОЕВ НА Si(100)

**В.Н.Бессолов^{1*}, Ю.В.Жилеев¹, Е.В.Коненкова¹, С.Н.Родин¹, М.П.Щеглов¹,
А.А.Ефимов², С.А.Кукушкин² А.В.Осипов²**

¹Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, Политехническая ул, 26, , Санкт-Петербург, 194021, тел. +7(812)2927344, e-mail: bes@triat.ioffe.rssi.ru;

²Институт проблем машиноведения РАН, Большой проспект, В.О., 61, Санкт-Петербург, 199178,

Цель работы – выяснить условия роста и свойства слоев GaN в полуполярном направлении методом хлоридно-гидридной газофазной эпитаксии (HVPE) на подложке Si(100). В основу технологии положена концепция [1] которая предполагает, что в условиях анизотропной деформации растущего нитридного слоя реализуются условия для его роста в полуполярном направлении на кремниевых подложках.

Методика роста: Эпитаксиальное выращивание GaN слоев осуществлялось на Si(100) с различной степенью разориентации поверхности (2°, 4°, 7°) от кристаллографических плоскостей (100) в направлении <110> вдоль поверхности подложки. На первом этапе по технологии твердофазной эпитаксии [2] был сформирован нанослой SiC, затем методом HVPE выращен буферный слой AlN толщиной ~ 100 нм, а затем - основной слой GaN толщиной 10-15 мкм. Температура эпитаксии буферного слоя была 1080°C, а основного - 1050°C.

Экспериментальные результаты:

1. Результаты рентгеновской дифрактометрии выращенных слоев GaN однозначно указывает на наличие монокристаллической структуры слоя с ориентацией нормали вдоль направления <2023> с сохранением отклонения разориентации подложки.
2. Образцы со слоями имели значительный изгиб, и радиусы кривизны в двух перпендикулярных направлениях существенно различались (таблица 1).

Таблица 1. Зависимости радиусов кривизны в двух перпендикулярных направлениях $R(\parallel)$ $R(\perp)$ от величины угла разориентации подложки.

Si(001) разориентация	t (мкм) толщина слоя	$R(\parallel)$, м	$R(\perp)$, м
2°	~2	1.8	1.6
4°	10	1.6	0.4
7°	14	1.6	0.25

3. Значения полуширин кривых качания ω_0 для ряда рефлексов слоя GaN для разных образцов практически совпадали и зависели только от направления плоскости дифракции к характеристике величины изгиба (таблица 2).

Таблица 2. Значения параметров ω_0 для различных плоскостей слоя GaN.

hk^*l	1012	1120	1124	2020	0004
ω_0	24'	24'	30'	27'-30'	40'

4. Электронная и атомно-силовая микроскопии поверхности слоев (рис.1, 2) показали, что слой имеет характерную структуру GaN слоя, при росте в полуполярном направлении, подобную той, что наблюдали при эпитаксии слоев GaN на подложке сапфира специально приготовленного для такой эпитаксии.
5. Мы полагаем, что при твердофазном методе формирования карбид-кремниевый слой поверхность разориентированной подложки Si(100) структурируется в виде эшелона ступеней с плоскостями Si(111) и Si(100), на которых формируется слой 3C-SiC. При эпитаксии нитридов алюминия и галлия на 3C-SiC(100) становится выгодно формировать слой в полуполярной плоскости (2023).

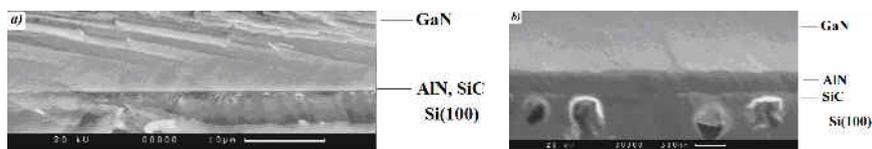


Рис1. SEM изображение скола (а,б) GaN/AlN/SiC/Si(001) структуры.

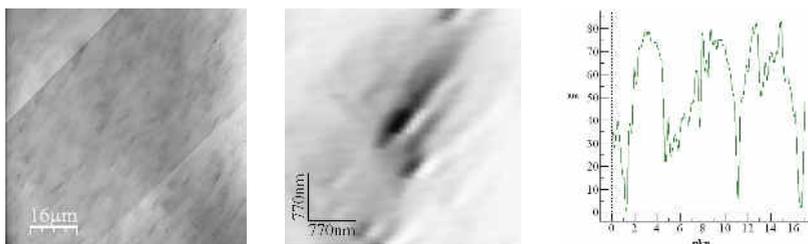


Рис.2. AFM изображение и профиль поверхности GaN(2023) слоя.

Выводы. Излагается новый технологический подход роста полуполярных слоев методом HVPE. В качестве подложки предложен Si(001), а в качестве буферных слоев использованы: сначала структуры SiC, а затем - AlN. Впервые экспериментально показано, что в условиях анизотропной деформации гетероструктуры GaN/AlN/SiC/Si(001) происходит рост GaN (2023) слоя с $\omega_0 \sim 24^\circ$. Предложенный подход получения полуполярного нитрида галлия на кремниевой подложке может быть перспективен при формировании ‘templates’ для структур нитрид-галлиевой оптоэлектроники.

[1] V.Bessolov *et al.*, Phys. Status Solidi C 10, 433 (2013)

[2] S.A.Kukushkin and A.V.Osipov, J. Appl. Phys. 113, 024909 (2013).

HYDRIDE VAPOR PHASE EPITAXY OF SEMIPOLAR GaN(2023) LAYERS ON Si(100)

***V.N.Bessolov^{1*}, Y.V.Zhilyaev¹, E.V.Konenkova¹, S.N.Rodin¹, M.P. Shcheglov¹,
A.A.Efimov², S.A.Kukushkin² A.V.Osipov²***

¹A.F.Ioffe Physico-Technical Institute, Politekhnicheskaya, 26, 194021, St. Petersburg,
phone. +7(812)2927344, e-mail: bes@triat.ioffe.rssi.ru;

²Institute of Science of Machines Problems, RAS, St. Petersburg, 199178, Russia

It has been presented a new technological approach of growth of semipolar layers by HVPE. As a substrate Si(0001) was used and as a buffer layers the structure of SiC, and then – AlN were used. For the first time it has been experimentally shown, that in conditions of an anisotropic deformation of the heterostructures GaN/AlN/SiC/Si(001) were grown of GaN (2023) layer with $\omega_0 \sim 24^\circ$. The proposed approach to growing gallium nitride in semipolar direction on silicon substrates can be very useful for obtaining ‘templates’ for manufacture of structures used in nitride optoelectronics.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ РЕКОМБИНАЦИИ В КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ GaN/AlN

И.А. Александров, В.Г. Мансуров, А.К. Гутаковский, К.С. Журавлев*

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, пр. ак. Лаврентьева, 13, 630090, Новосибирск,
тел. +7(383)3304475, e-mail: aleksandrov@thermo.isp.nsc.ru

В квантовых точках (КТ) GaN/AlN из-за большой разницы ширины запрещенных зон между AlN и GaN, а также из-за наличия встроенного электрического поля создаются потенциальные ямы для электронов и дырок с глубоко лежащими уровнями основного состояния. Ограничение движения носителей заряда препятствует их переходу на центры безызлучательной рекомбинации даже при повышенных температурах. Это делает КТ GaN/AlN перспективными для создания светоизлучающих приборов в ультрафиолетовом и видимом диапазоне. Однако наблюдаемое для таких структур уменьшение интенсивности ФЛ с температурой свидетельствует о наличии канала безызлучательной рекомбинации. При этом кривые затухания нестационарной ФЛ КТ практически не меняются с температурой, что может быть связано с увеличением излучательного времени жизни при увеличении температуры [1], а также с уходом носителей заряда с возбужденных уровней КТ на центры безызлучательной рекомбинации во время процесса релаксации [2]. Время релаксации носителей заряда в КТ GaN/AlN составляет порядка 10^{-12} сек [3], поэтому для реализации такого процесса необходимы достаточно малые времена ухода носителей заряда с возбужденных уровней КТ. Для выяснения роли данного процесса проведены исследования температурной зависимости стационарной фотолуминесценции (ФЛ) и кинетики ФЛ структур с КТ GaN/AlN.

Структуры с КТ были выращены на сапфировых подложках методом молекулярно-лучевой эпитаксии с использованием аммиачного источника азота. Исследовались КТ, выращенные по механизму Странского–Крастанова при относительно высокой температуре подложки ($\sim 900^\circ\text{C}$), а также полученные способом кинетически контролируемого роста КТ GaN в матрице AlN без образования двумерного смачивающего слоя, который реализуется при относительно низкой температуре подложки ($\sim 500^\circ\text{C}$) [4].

При увеличении температуры от 5 до 300 К интенсивность ФЛ структур с квантовыми точками уменьшается в 3–15 раз. Уменьшение интенсивности невелико по сравнению с квантовыми ямами, для которых интенсивность ФЛ уменьшается более чем на два порядка в том же диапазоне. Это свидетельствует об эффективном ограничении носителей заряда в КТ, препятствующем их переходу на центры безызлучательной рекомбинации. Наименьшее изменение интенсивности ФЛ с температурой демонстрируют КТ, выращенные по механизму Странского–Крастанова. При импульсном возбуждении наблюдается неэкспоненциальный закон затухания ФЛ. Для описания неэкспоненциального закона затухания ФЛ предложена модель, учитывающая флуктуации формы КТ и позволяющая рассчитать закон затухания ФЛ ансамбля КТ GaN/AlN с известным распределением по размерам [5]. Кривые затухания ФЛ КТ GaN/AlN слабо меняются с температурой в диапазоне 5–300 К. Для объяснения экспериментальных результатов проведены расчеты зависимости излучательного времени жизни в КТ GaN/AlN от температуры и вероятности туннелирования носителей заряда из КТ на глубокий центр. Взаимодействие КТ GaN/AlN с глубокими центрами в матрице AlN рассмотрено в модели конфигурационных координат с использованием модели потенциала нулевого радиуса.

Работа выполнена в рамках программ Президиумов УрО РАН (12-С-2-1002) и СО РАН и при поддержке РФФИ (грант 13-02-00985, 12-02-00930 и 12-02-00453).

- [1] J. Simon, N.T. Pelekanos, C. Adelman, E. Martinez-Guerrero, R. Andre., B. Daudin, Le Si Dang, H. Mariette. Phys. Rev. B, **68**, 035312 (2003).
- [2] J. Renard, P.K. Kandaswamy, E. Monroy, and B. Gayral. Appl. Phys. Lett. **95**, 131903 (2009).
- [3] L. Nevou, J. Mangeney, M. Tcherynecheva, F.H. Julien, F. Guillot, and E. Monroy, Appl. Phys. Lett. **94**, 132104 (2009).
- [4] V.G. Mansurov, Yu.G. Galitsyn, A.Yu. Nikitin, K.S. Zhuravlev, and Ph. Vennegues. Phys.stat.sol.(c) **3**, 1548 (2006).
- [5] I.A. Aleksandrov, A.K. Gutakovskii, K.S. Zhuravlev, Phys. Status Solidi A, **209**, 653 (2012).

STUDY OF RECOMBINATION PROCESSES IN GaN/AlN QUANTUM DOTS

I.A. Aleksandrov, V.G. Mansurov, A.K. Gutakovskii, K.S. Zhuravlev*

Rzhanov Institute of Semiconductor Physics Siberian Branch of Russian Academy of Sciences. Pr.
Lavrentieva, 13, 630090, Novosibirsk,
phone. +7(383)3304475, e-mail: aleksandrov@thermo.isp.nsc.ru;

The temperature dependences of stationary and time-resolved photoluminescence of GaN/AlN quantum dots have been investigated. The structures with GaN/AlN quantum dots have been grown on sapphire substrates by molecular-beam epitaxy using ammonia as a nitrogen source. Quantum dots have been grown in Stranski-Krastanov growth mode at relatively high growth temperature (~900°C) and by kinetically controlled growth without forming two-dimensional wetting layer, which can be realized at relatively low growth temperature (~500°C).

The photoluminescence intensity of the investigated structures decreases by 3–15 times with increasing the temperature from 5 to 300 K. The quantum dots grown by the Stranski-Krastanov mode show the least change in the photoluminescence intensity with temperature. Nonexponential photoluminescence decay was observed at the pulsed excitation. We have proposed a model of photoluminescence kinetics of GaN/AlN quantum dot ensemble which takes into account quantum dot shape fluctuations. The decay curves weakly changes with the temperature in the range 5–300 K. In order to explain the experimental results we have calculated the temperature dependence of the radiative lifetime and carrier tunneling probability from a quantum dot to a deep center. Interaction of the GaN/AlN quantum dots with the deep centers has been considered in the configuration coordinate model using the zero-radius potential approximation.

ДЕКОГЕРЕНТИЗАЦИЯ III-N НИЗКОРАЗМЕРНЫХ НАНОСТРУКТУР КВАНТОВЫХ ПРОЦЕССОРОВ

В.И. Осинский^{1}, И.В. Масол³, М.С. Опаченко², А.В. Суший¹*

¹Институт Микроприборов НАН Украины, Северо-Сырецкая 3, 04136, Киев,
+3(044)4347655, e-mail: Osinsky@imd.org.ua;

²НТУУ “КПИ”, пр. Победы 37, 03056, Киев;

³Компания “Росток”

Основной проблемой создания квантовых компьютеров, работающих при комнатных температурах, является разрушение когерентности квантовых состояний электронов (декогерентизация).

На декогерентизацию квантовых точек в полупроводниках сильно влияют дефекты в объеме и на поверхностях раздела. Известно, что квантовые точки в стеклянной матрице или в коллоидном растворе сохраняют когерентность возбуждения из-за своей изолированности в составе кластеров. Однако в квантовых структурах, полученных в эпитаксиальных процессах, из-за полевого или туннельного взаимодействия с дефектами и окружающими структурами происходит декогерентизация, которая разрушает кубиты информации записанной в них. В структурах разбавленных точек полупроводниковой матрицы электроны туннелируют на локальные уровни в объеме или на поверхности (Рис.1). Хотя вероятность такого перехода мала, этот процесс усиливается фононами. Происходит некогерентное перемещение электронов из квантовой точки в окружающую ее структуру. Некогерентные безизлучательные переходы могут иметь место также на дефекты в самой квантовой точке или на состояния на ее поверхности. Этим объясняется размытие информации в среде с квантовыми точками после ее сильного опесечения фотонами лазера с энергией, большей порога поглощения. Другая картина в квантовой точке внутри монокристаллической структуры с большой шириной запрещенной зоны, в частности, нитрида галлия или алюминия, полученных в нанореакторах анодного оксида алюминия или оксида кремния, полученного в порах его самоорганизованной маски (оксида алюминия). При селективной эпитаксии образуются бездислокационные микро- и наноструктуры, внутри которых могут быть выращены бездефектные квантовые точки InGaN с большими временами сохранения когерентности, если принять специальные меры уменьшения дефектов на поверхности их раздела с широкозонным III-N окружением [1,2].

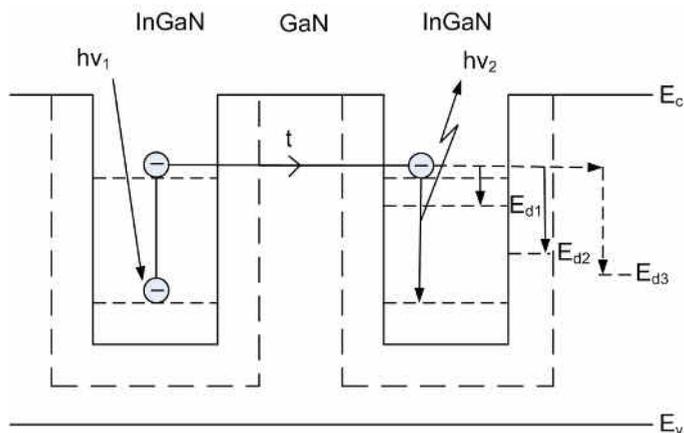
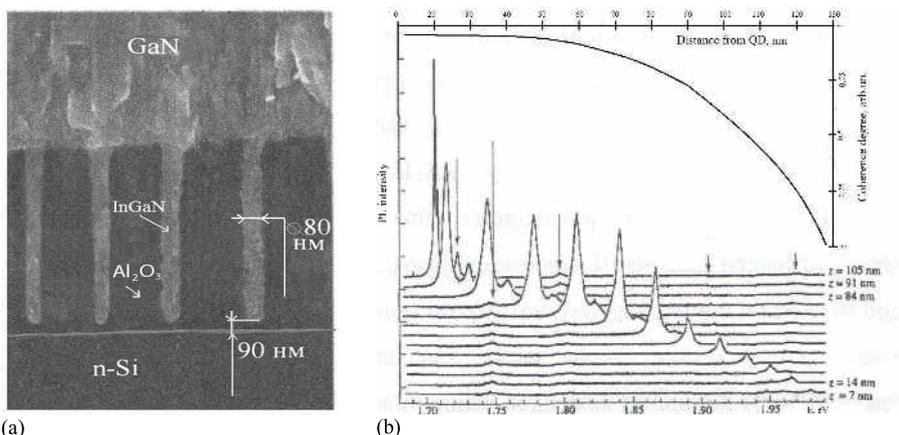


Рис. 1 Две квантовых точки (КТ) в InGaN наноструктуре на подложке кремния; E_{d1} , E_{d2} , E_{d3} – уровни декогерентизации внутри КТ, на границе и в матрице GaN соответственно.

Методом газофазной эпитаксии в нанореакторах оксида алюминия выращены стержни нитрида галлия и кванторазмерные структуры нитрида галлия индия с низкой плотностью дефектов, что позволяет создавать бездефектные квантовые точки в широкозонной матрице (Рис. 2, а). Фотолуминесценция таких квантовых точек методом сканирующей микроскопии ближнего поля с заточенным оптоволоконном диаметром 0,25 мкм [3] дает пространственное изменение степени

когерентизации, которая резко уменьшается на расстоянии 40-60 нм от квантовой точки (Рис.2, б). Это позволяет проектировать и создавать топологические решения расположения квантовых точек в квантовых процессорах [4].



(а) Растровая электронная микроскопия наностержней GaN с квантовыми точками InGaN в порах оксида алюминия на подложках кремния (а); Зависимость спектров фотолуминесценции (внизу) и соответствующей степени когерентности (вверху) от расстояния до квантовой точки (б)

- [1] А.В. Палагин, В.И. Осинский, А.А. Мержвинский, А.В. Осинский, А.И. Золотопуп, Н.И. Ходаковский, От гетеролазера до квантового компьютера. Computers in Europe. Past, Present and Future//Proceeding II International Symposium.–October 1998.– Kiev.- P.437-451.
- [2] Патент Украины №33246 “Квантовый процессор”, 2001 г., (авт. А.В. Палагин, В.И. Осинский, А.А. Мержвинский, А.В. Осинский, А.И. Золотопуп, Н.И. Ходаковский, И.А. Яворский).
- [3] А.М. Mintairov, S.V. Osinsky, O.V. Kovalenkov et al.// Apparent microcavity effect in the near-field photoluminescence of a single quantum dot. – Proc. Internet Symp. Nanostructures. Physics and Technology, 2000. – St. Petersburg. – pp. 232-235.
- [4] И.В. Масол, В.И. Осинский, О.Т. Сергеев. Информационные нанотехнологии. – К., Макрос, 2011, 560 с.

DECOHERENCE OF III-N LOW-DIMENSIONAL NANOSTRUCTURES QUANTUM PROCESSOR

Y.I. Osinsky¹, I.V. Masol², M.S. Onachenko², A.V. Sushiy¹

¹Institute of Microdevices NAS of Ukraine. Severo-Syretska str., No 3, 04136, Kyiv, +3(044)4347655, e-mail: Osinsky@imd.org.ua;

²NTUU “KPI” Prospect Peremogy, No 37, 03056, Kyiv;

³“Rostok” company, Kyiv

The processes of decoherence of gallium-indium nitride quantum dots was investigated in defect-free matrix nanoscale wide-gap structures of III-nitride, created by chemical vapor deposition in self-organized nanopores of anodic aluminum oxide. Structural and field isolation of a such quantum dots makes them promising elements to create a matrix of the processor integrated with a high-tech production of silicon transistor microprocessors.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ФОТОЛОМИНЕСЦЕНЦИИ СТРУКТУР InGaN/GaN

И.А. Прудаев, И.С. Романов, В.В. Копьев.*

Томский государственный университет. Пр. Лунина, 36, 634050, Томск
тел. +7(3822)413828, e-mail: jaia@pochta.ru;

Интегральная интенсивность фотолюминесценции (I) светодиодных структур с квантовыми ямами InGaN/GaN исследуется, чаще всего, в рамках решения задачи определения внутреннего квантового выхода (IQE). Традиционно принято считать, что при увеличении температуры (T), независимо от уровня интенсивности возбуждающего излучения I уменьшается [1-4]. При этом для анализа зависимости $I(T)$ авторы ряда работ пользуются выражением [1]:

$$I(T) = I_o / [1 + C_A \cdot \exp(-E_A / kT)], \quad (1)$$

где I_o – интенсивность возбуждающего излучения, C_A и E_A – постоянные. В других работах предполагается, что IQE при низких T может быть менее единицы [2,3]:

$$\eta_i = I(T) / I_o = 1 / [1 + \gamma \cdot \exp(T / T_o)], \quad (2)$$

где η_i – внутренний квантовый выход, T_o – постоянная, $\gamma = \tau_n(0) / \tau_{\text{br}}(0)$ – отношение времен жизни излучательной и безызлучательной рекомбинации при $T = 0$ К [4].

При интерпретации формул (1) и (2) не учитывается зависимость внутреннего квантового выхода от интенсивности возбуждающего излучения. Впервые такие зависимости были получены в работе [5], где показано, что квантовый выход не является постоянной величиной при температурах, близких к 0 К (аналогичные результаты в [6-8]). Более того, для гетероструктур на основе слоев InGaN/GaN возможен рост интенсивности фотолюминесценции при увеличении T [9, 10].

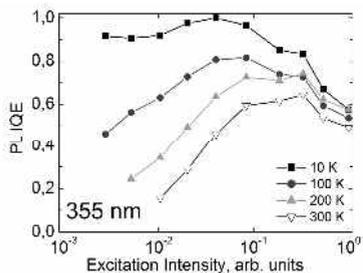
В настоящей работе проводилось экспериментальное исследование внутреннего квантового выхода фотолюминесценции при различных условиях возбуждения; обнаружено, что рост интенсивности фотолюминесценции при увеличении температуры (температурная инверсия) возможен в области высокой интенсивности возбуждения (область Оже-рекомбинации).

Исследованные светодиодные структуры синего диапазона были выращены методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений на сапфире [0001]. Активная область содержала множественные квантовые ямы толщиной 2–3 нм. Измерения проводились в интервале температур $T = 10$ –300 К с использованием оптического криостата фирмы Janis и спектрометра Ocean Optics. В качестве возбуждающего источника использовались импульсный YAG лазер со средней мощностью 35 мВт (1 кГц, длительность – 10 нс, 355 нм) и полупроводниковый лазер с длиной волны 405 нм (500 мВт). Увеличения интенсивности добивались фокусировкой. Также проводились измерения кинетики фотолюминесценции (с разрешением 2 нс), которые показали, что форма сигнала повторяет форму лазерного импульса во всем интервале температур.

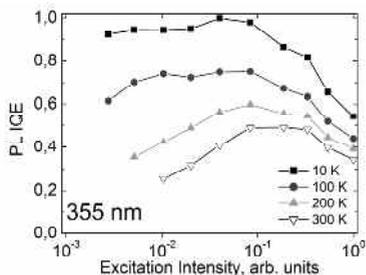
На рис. 1 представлены характерные экспериментальные зависимости для двух образцов, с различным IQE при 300 К (для а ~ 64 %, для б ~ 49 %). Общий вид зависимости может быть объяснен с использованием ABC-модели, которая ранее привлекалась для структур с одним слоем InGaN толщиной 10–77 нм [11]. В области малой интенсивности накачки IQE резко спадает с увеличением T , что обусловлено температурной зависимостью темпа безызлучательной рекомбинации. В области больших интенсивностей накачки начинает играть существенную роль темп Оже-рекомбинации, что приводит к спаду IQE при росте I_o . Характерной особенностью зависимостей является сдвиг максимума в область большей интенсивности накачки при увеличении T . Именно поэтому измерение квантового выхода по температурной зависимости при возбуждении с постоянной интенсивностью возбуждения неприменимо для структур InGaN/GaN.

При использовании селективного возбуждения активной области (405 нм) измеренный квантовый выход несколько выше (рис. 2,а: IQE ≥ 71 %), что согласуется с недавно опубликованными результатами [8]. Это объяснимо с учетом снижения инжекции фотоносителей из p -GaN области при увеличении температуры для неселективного возбуждения (355 нм). Снижение инжекции должно быть вызвано уменьшением времени жизни безызлучательной рекомбинации как в объеме так и на поверхности p -GaN при росте температуры.

Для структур с наибольшим квантовым выходом в области высокой интенсивности возбуждения наблюдается рост интенсивности фотолюминесценции в интервале температур 90–170 К (рис. 2,б). Согласно предположениям авторов работы [9] одной из возможных причин роста I с увеличением T является делокализация фотоносителей за счет термической активации в пределах активной области. Альтернативное объяснение возможно при учете эффектов инжекции при возбуждении носителей в p -GaN.

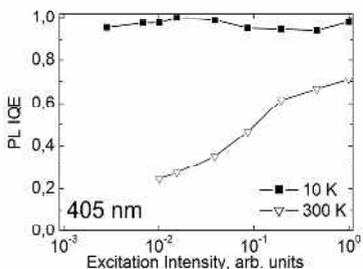


(a)

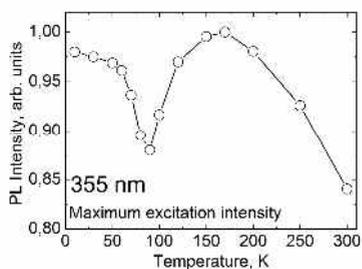


(b)

Рис.1. Зависимости нормированного квантового выхода фотолуминесценции от интенсивности возбуждения с длиной волны 355 нм при различных температурах для двух различных структур



(a)



(b)

Рис.2. Зависимость нормированного квантового выхода фотолуминесценции от интенсивности возбуждения с длиной волны 405 нм при различных температурах для структуры рис.1,а (a); Температурная зависимость интенсивности фотолуминесценции при максимальной интенсивности возбуждения с длиной волны 355 нм для структуры рис.1,а (b).

- [1] S. Lahmann et al. Phys. stat. sol. (c), 7, 2202 (2003).
- [2] Akio Sasaki et al. Jap. Appl. Phys., **45**, 8719 (2006).
- [3] Y.E. Lin et al. Physica B., **405**, 1857 (2010).
- [4] Teiji Yamamoto et al. J. Appl. Phys., **68**, 5318 (1990).
- [5] Satoshi Watanabe et al. Appl. Phys. Lett., **83**, 4906 (2003).
- [6] Ya-Ju Li et al. IEEE J. Select. Top. Quant. Electr., **15**, 1137 (2009).
- [7] Shin-Cheng Huang et al. J. Appl. Phys., **110**, 123102 (2011).
- [8] Takakazu Kohno et al. Jap. J. Appl. Phys., **51**, 072102 (2012).
- [9] J.H. Chen et al., J. Crystal Growth., **287**, 354 (2006).
- [10] Jun Ma et al. Appl. Phys. Lett., **101**, 131101 (2012).
- [11] Y.C. Shen et al. Appl. Phys. Lett., **91**, 141101 (2007).

STUDY OF PHOTOLUMINESCENCE INTENSITY TEMPERATURE DEPENDENCE OF InGaN/GaN STRUCTURES

*I.A. Prudaev**, *I.S. Romanov*, *V.V. Kopyev*
Tomsk State University. , 634050, Tomsk,
phone. +7(3822)413828, e-mail: jaia@pochta.ru;

The results of experimental study of integrated photoluminescence intensity for different excitation power densities and temperatures will be presented. It will be shown that at high power densities under Auger recombination it is possible to observe inverse temperature dependence of photoluminescence intensity for InGaN/GaN multiple quantum well structures. The results are discussed in terms of temperature activated delocalization of the carriers or injection effects of the carriers under nonselective excitation by 355 nm wavelength laser.

ОПТИЧЕСКИЕ И СТРУКТУРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ InGaN , ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДАМИ ГФЭМОС И МПЭ

А.Н. Смирнов^{1}, В.Ю. Давыдов¹, А.А. Ключихин¹, А.В. Сахаров¹, Р.Н. Кюнт¹, М.А. Яговкина¹,
Е.Е. Заварин¹, В.В. Лундин¹, S. Gwo²*

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, д. 26, 194021, Санкт-Петербург, Россия
тел. +7(812)2927911, e-mail: alex.smirnov@mail.ioffe.ru;

² Department of Physics, National Tsing-Hua University, Hsinchu 300, Taiwan, ROC

Твердые растворы InGaN , ширина запрещенной зоны которых изменяется в широкой спектральной области от 3.4 до 0.7 эВ, имеют большой потенциал для использования в оптоэлектронных приборах, работающих от ближнего УФ до ближнего ИК спектральных диапазонов. Эти соединения рассматриваются также в качестве перспективных материалов для производства высокоэффективных солнечных батарей, поскольку изменение состава позволяет плавно варьировать ширину их запрещенной зоны, перекрывая большую часть солнечного спектра. Оценка состава твердого раствора InGaN и его однородности относятся к разряду важнейших диагностических факторов в технологии роста этих соединений.

Мы представляем результаты комплексных структурных и оптических исследований образцов InGaN , выращенных во всем диапазоне концентраций. Твердые растворы $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ были выращены методом газовой фазной эпитаксии из металлоорганических соединений (ГФЭМОС) в диапазоне составов $0.01 < x < 0.40$ и методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) в диапазоне составов $0.45 < x < 0.95$. Все образцы были выращены на подложках Al_2O_3 (0001) с использованием буферного слоя GaN и имели толщину от 200 до 1000 нм. Образцы с низким содержанием In имели концентрацию свободных электронов ниже $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, а с высоким содержанием In - в диапазоне от $1 \cdot 10^{18}$ до $1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Метод высоко-разрешающей рентгеновской дифракции (ВРРД) был использован для определения состава InGaN эпитаксиальных слоев и величины деформации в них.

Совместные рентгеноструктурные и рамановские исследования позволили оценить влияние деформаций на частоты фононных мод InGaN . Установлено, что частотное поведение фононной моды $E_2(\text{high})$, исправленное с учетом деформаций, демонстрирует отчетливый прогиб во всем диапазоне концентраций по отношению к линейной зависимости, предсказываемой моделью случайных элементарных изомещений [1]. Показано, что этот прогиб в концентрационной зависимости должен учитываться при оценке состава в твердых растворах InGaN . С учетом поправок на наличия деформаций в слоях были откорректированы также композиционные зависимости частот оптических фононов симметрии $A_1(\text{TO})$, $E_1(\text{TO})$ и $A_1(\text{LO})$ во всем диапазоне концентраций InGaN . Полученные зависимости могут быть использованы для количественной оценки состава этих соединений по данным рамановской спектроскопии.

В настоящей работе мы использовали резонансное и нерезонансное рамановское рассеяние для исследования поведения $A_1(\text{LO})$ фононных мод. Энергия возбуждающего излучения изменялась от 5.08 до 1.58 эВ (244-785 нм), перекрывая широкий диапазон спектра от ближней УФ области до ближней ИК области. В нерезонансных условиях было обнаружено различное поведение полосы $A_1(\text{LO})$ фонона с изменением энергии возбуждающего излучения в образцах InGaN , имеющих одинаковую среднюю молярную долю InN, но различное структурное совершенство. Показано, что в отличие от совершенных образцов в структурно несовершенных образцах полоса $A_1(\text{LO})$ фонона испытывает дополнительный сдвиг и уширение при изменении энергии возбуждающего излучения (Рис.1). Результаты совместного анализа рамановских данных и данных ВРРД позволяют связать наблюдаемые эффекты с наличием неоднородного распределения состава и деформаций по глубине слоя InGaN .

Теоретические исследования динамики кристаллической решетки InGaN также выявили, что рамановские спектры очень чувствительны к однородности состава твердых растворов. Показано, что неоднородное уширение фононных линий, зависящее от концентрации, связано с упругим рассеянием фононов на флуктуациях состава твердого раствора и может дать важную информацию о характере локального распределения атомов по кристаллическим узлам. В результате совместных экспериментальных и теоретических исследований установлена связь параметров фононных спектров с составом и структурой твердых растворов InGaN , что может быть использовано для количественной диагностики этих материалов.

Детальные исследования оптического поглощения, фотолуминесценции и резонансного рамановского рассеяния были использованы для уточнения зависимости ширины запрещенной зоны от состава твердых растворов $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ во всем диапазоне концентраций $0 < x < 1$.

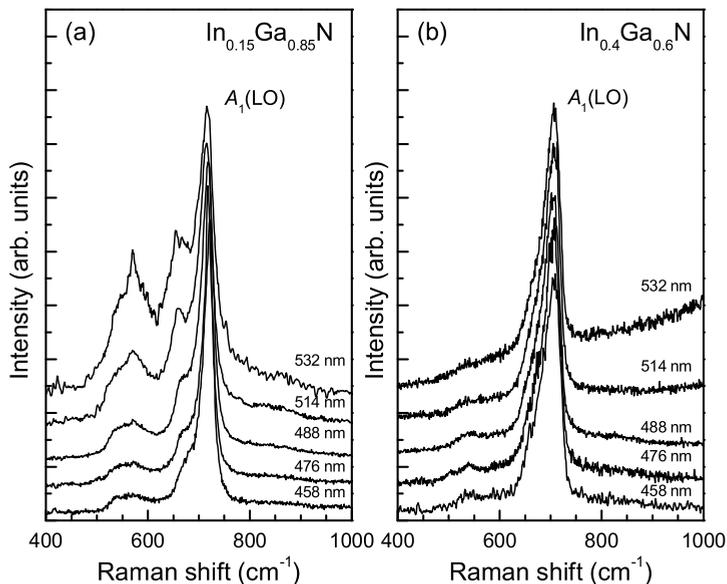


Рис.1. Рамановские спектры InGaN, полученные с использованием энергий возбуждения в диапазоне 2.71–2.33 эВ (458–532 нм) для образца с неоднородным распределением состава по глубине слоя (а) и образца с однородным распределением состава по глубине слоя (б).

Мы представляем также результаты исследований структурных и оптических свойств неполярных, анизотропных, In-обогащенных твердых растворов $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($0.75 < x < 1$), выращенных на подложках Al_2O_3 (10 $\bar{1}$ 2) методом МПЭ.

Работа поддержана РФФИ (Грант 12-02-00453) и программами РАН №24 и "Физика новых материалов и структур".

[1] H. Grille, Ch. Schnittler, and F. Bechstedt, Phys. Rev. B **61**, 6091 (2000).

OPTICAL AND STRUCTURAL STUDIES OF InGaN ALLOYS GROWN BY MOVPE AND MBE

A.N. Smirnov^{1}, V.Yu. Davydov¹, A.A. Klochkhin¹, A.V. Sakharov¹, R.N. Kyutt¹, M.A. Yagovkina¹, E.E. Zavarin¹, W.V. Lundin¹, and S. Gwo²*

¹ Ioffe Physical Technical Institute, Polytekhnicheskaya str., 26, 194021, St. Petersburg, Russia
phone. +7(812)2927911, e-mail: alex.smirnov@mail.ioffe.ru;

² Department of Physics, National Tsing-Hua University, Hsinchu 300, Taiwan, ROC

The structural characteristics and concentration dependences of parameters of phonon modes were studied for a wide set of hexagonal InGaN alloys with the compositions ranging from GaN to InN. The effects of compositional homogeneity and strain in InGaN epilayers on the broadening and frequency shift of Raman lines are investigated experimentally and theoretically. Resonant and non-resonant Raman scattering was used to investigate the compositional behavior of the $A_1(\text{LO})$ phonon mode. It is shown that the $A_1(\text{LO})$ frequency and the $A_1(\text{LO})$ shape strongly depend on the excitation energy in the case of in-depth compositional and strain gradients in alloys. These findings can be used for quantitative characterization of InGaN epilayers. Optical absorption, photoluminescence, and resonant Raman scattering were used to clarify the dependence of the band gap on the composition throughout the whole concentration range of InGaN alloys.

ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ ЛЕГИРОВАНИЕ ДЛЯ ПРИБОРОВ ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ

*С.Ю. Карпов**, *К.А. Булашевич*

Группа СТР – ООО «Софт-Импакт». Пр.Энгельса, д.27, 194156, Санкт-Петербург
 тел. +7(812)5544570, e-mail: sergey.karpov@str-soft.com;

В работе рассмотрены новые возможности для конструирования оптоэлектронных приборов, связанные с поляризационным легированием нитридных полупроводников и, в частности, с распределённым поляризационным легированием (РПЛ) в многокомпонентных соединениях переменного состава. Поляризационное легирование уже давно используется в разработках нитридных транзисторов с высокой электронной подвижностью, но в применении к светодиодам (СД) и лазерам наличие встроенных поляризационных зарядов до недавнего времени рассматривалось как фактор, негативно влияющий на эффективность этих приборов. Ситуация изменилась в последние годы, когда теоретически [1] и экспериментально [2] была продемонстрирована возможность получения с помощью РПЛ дырок с концентрациями, сравнимыми или даже превышающими предел, достигнутый с помощью традиционного легирования нитридных полупроводников магнием (Рис.1а). На сегодняшний день возможные применения РПЛ в оптоэлектронных приборах являются предметом интенсивных исследований, краткий обзор которых будет сделан в докладе.

Мы использовали моделирование для того, чтобы выявить наиболее перспективные направления применения концепции РПЛ в разработке СД ультрафиолетового (УФ) спектрального диапазона. К ним относятся (i) формирование низкоомных омических контактов к слоям AlGaIn с большим содержанием алюминия и (ii) получение в таких слоях высокой проводимости р-типа. В первом случае использование контактных слоёв AlGaIn с большим градиентом состава вдоль направления [0001] позволяет сформировать в приповерхностном слое дырки с высокой концентрацией, способствующей существенному понижению сопротивления Ni/Au контактов по сравнению с тем, что может быть получено на р-GaN, легированном магнием (Рис.1б). Во втором случае введение градиентных слоёв AlGaIn позволяет решить проблему неэффективного р-легирования соединений AlGaIn с большим содержанием алюминия.

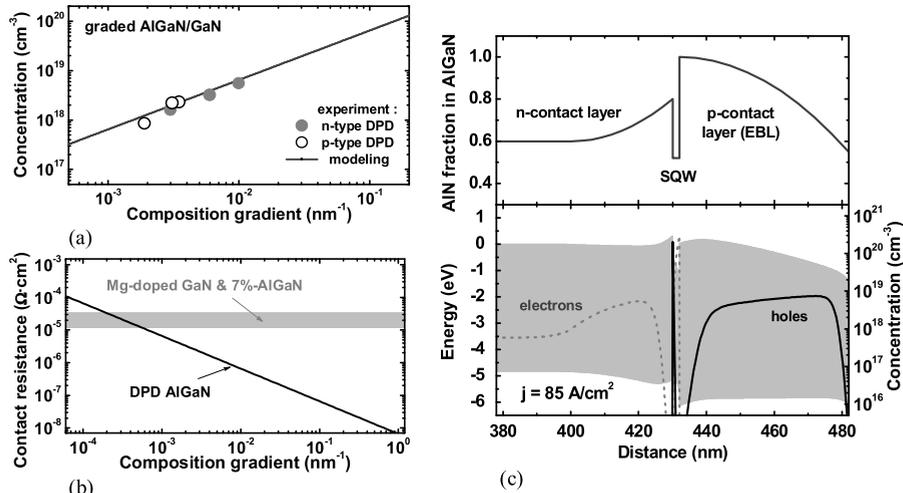


Рис.1. Концентрации носителей, полученные экспериментально с помощью РПЛ (а), сопротивление омических контактов в зависимости от градиента состава AlGaIn (б), распределение состава, зонная диаграмма и распределения концентраций электронов и дырок в безмагниеом УФ СД (с).

В качестве демонстрации применимости РПЛ для решения последней задачи мы предложили прототип УФ СД, излучающего свет с длиной волны 280 нм и не имеющего вообще в своём составе материалов, легированных магнием (Рис.1с). Проведено моделирование его характеристик, результаты которого будут представлены в докладе. Эти результаты, а также имеющиеся эксперименталь-

ные данные по УФ СД с поляризационно-легированными AlGaIn слоями, подтверждают работоспособность и эффективность концепции РПЛ для создания приборов этого класса.

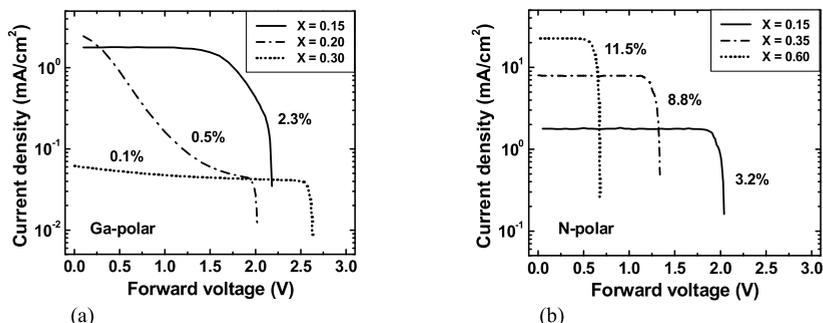


Рис.2. Вольт-амперные характеристики n-GaN/i-In_xGa_{1-x}N/p-GaN солнечных элементов различной полярности рассчитанные для разных составов 75 нм In_xGa_{1-x}N. Цифры у каждой кривой показывают соответствующую эффективность конверсии солнечного света.

Неотъемлемым следствием поляризационного легирования является формирование сильных встроенных электрических полей в нитридных гетероструктурах, существенно влияющих на перенос в них носителей. Этот аспект рассмотрен нами в применении к солнечным элементам на основе n-GaN/i-InGaIn/p-GaN структур. Показано, что Ga-полярные структуры не позволяют использовать InGaIn с мольной долей InN более ~0.15-0.20 из-за деградации их вольт-амперных характеристик (Рис.2а), связанной с захватом электронов и дырок в InGaIn слое, встроенное поле в котором оказывается противоположно направленным полю р-п перехода. В результате эффективность конверсии света такими структурами ограничивается величиной в несколько процентов и принципиально не может быть улучшена за счёт изменения конструкции. Этот вывод подтверждается имеющимися экспериментальными данными.

В противоположность этому, N-полярные структуры или же Ga-полярные структуры с обратной последовательностью n- и р-слоёв лишены отмеченного выше недостатка, позволяют использовать соединения InGaIn любого состава (здесь мы не рассматриваем влияние состава на уровень дефектности соединений InGaIn) и дают эффективности конверсии света, ограничиваемые лишь способностью поглощения солнечного света тонким InGaIn слоем.

Таким образом, целенаправленное использование поляризационного легирования, в том числе РПЛ, позволяет как улучшать характеристики различных оптоэлектронных приборов, так и решать ряд принципиальных проблем в тех случаях, когда традиционные подходы оказываются неработоспособными.

- [1] K.A. Bulashevich et al., Proc. of 3rd Asia-Pacific Workshop on Widegap Semiconductors, 192 (2007).
 [2] J. Simon, V. Protasenko, C. Lian, H. Xing, and D. Jena, Science, **327**, 60 (2010).

POLARIZATION DOPING FOR OPTOELECTRONIC DEVICES

*S.Yu. Karpov**, *K.A. Bulashevich*

STR Group – Sodr-Impact, Ltd. 27 Engels ave., 194156, St.Petersburg,
 phone. +7(812)5544570, e-mail: sergey.karpov@str-soft.com;

The paper considers new opportunities for designing various optoelectronic devices opened by the use of polarization doping in III-nitride heterostructures, including distributed polarization doping in graded-composition alloys. This approach is routinely exploited in High Electron Mobility Transistors for a long time but it is not yet applied to light-emitting diodes (LEDs), laser diodes, and solar cells until recently, in spite of its great potential advantage – capability of producing holes with high concentrations that can never be achieved by conventional impurity doping. Using simulations, we discuss possible applications of the polarization doping for solution of hot problems hindering development of some III-nitride optoelectronic devices like deep-UV LEDs and solar cells.

МАТРИЧНЫЕ ФОТОПРИЕМНЫЕ МОДУЛИ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ДИАПАЗОНА СПЕКТРА НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУР AlGaN

К.О. Болтарь^{1,2}, И.Д. Бураков^{1,3}, Н.И. Яковлева¹, Н.В. Кравченко¹, М.В. Седнев¹,
Д.В. Смирнов¹, Н.А. Иродов¹*

¹ ГНЦ РФ ОАО «НПО «Орион», Москва, РФ, Ш.Энтузиастов, д. 46/2, 111123, Москва,
Тел.: (499) 374 9400 Факс: (499) 373 6862, e-mail: orion@orion-ir.ru, www.orion-ir.ru

² Московский физико-технический институт (Государственный университет), Москва, РФ

³ Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики (МИРЭА), Москва, РФ

Для создания современной оптико-электронной отображающей аппаратуры передовым научно-техническим решением является разработка технологии матричных ультрафиолетовых фотоприемных модулей (УФМ) [1, 2, 3], чувствительных в видимом-слепом (ВС) и солнечно-слепом (СС) диапазонах ультрафиолетовой (УФ) области спектра, сформированных в гетероэпитаксиальных двойных и тройных структурах GaN/AlGaN с параметрами, не уступающими зарубежным и отечественным аналогам [4, 5, 6].

Для изготовления УФМ формата 320x256 элементов использованы многослойные гетероструктуры из AlGaN/GaN состоящие из:

- прозрачной в УФ диапазоне спектра сапфировой подложки;
- буферного слоя AlN для уменьшения плотности дислокаций в последующих слоях структуры;
- высоколегированного фильтрующего слоя AlGaN n+-типа проводимости, состав которого зависит от выбранного типа УФМ (солнечно-слепой диапазон - Al_{0,64}Ga_{0,36}N; видимо-слепой диапазон - Al_{0,23}Ga_{0,77}N);
- поглощающего слоя (солнечно-слепой диапазон - Al_{0,45}Ga_{0,55}N; видимо-слепой диапазон - GaN) собственного типа проводимости с шириной запрещенной зоны, обеспечивающей эффективное поглощение излучения в заданном спектральном диапазоне;
- фотодиодного слоя Al_{0,45}Ga_{0,55}N (GaN) p-типа проводимости;
- высоколегированного слоя GaN p⁺-типа проводимости, к которому формировался p-контакт.

Наиболее критическими технологическими операциями изготовления УФМ формата 320x256 элементов являлись:

- прецизионное формирование меза-структур в ГЭС AlGaN;
- формирование омических контактов к областям p- и n-типов проводимости;
- измерение сверхмалых значений темнового тока;
- контроль функционирования кремниевой БИС, на основе трансимпедансного усилителя.

Для считывания сигнала с матриц ФЧЭ на основе AlGaN использовалась кремниевая БИС считывания с входной ячейкой, выполненной на основе емкостного трансимпедансного усилителя (СТИА). Применение данного типа входной ячейки обусловлено низкими темновыми токами и низким уровнем шума p-i-n фотодиодов из AlGaN, т.к. уровень шумов УФМ определяется шумом БИС считывания, а не собственным шумом AlGaN фотодиодов. Для формирования меза-структуры использовался метод ионно-лучевого травления. Время травления варьировалось в зависимости от толщины эпитаксиальных слоев. Зависимость глубины травления от времени показана на рисунке 1.

Скорость травления при мощности пучка не разрушающей маску фоторезиста составила $V = 24,4$ нм/мин для состава $x=0$. При увеличении мольной доли AlN до значения $x=0,65$ скорость травления плавно уменьшается до 4 нм/мин. На рисунке 2 представлена профилограмма фрагмента матричной меза-структуры. Глубины травления составила 1 мкм, а ширина травленного канала - шесть микрон.

Для создания контакта к p⁺ - GaN контактному слою использовалась металлическая система Ni/Au. Оба слоя металла напылялись в течение единого процесса методом электронно-лучевого испарения. Толщина Ni составила 30 нм, толщина Au составила 100 нм. Дополнительно для улучшения качества контактов проводился отжиг при температуре $T = 600$ °С. Для создания омического контакта к n⁺ AlGaN контактному слою использовалась металлическая система Ti/Al/Ni/Au, где Ti - уменьшает высоту барьера, Al - контакт образующий металл. Толщины Ti/Al составили 30 и 150 нм, толщины Ni/Au составили 30/100 нм соответственно. Контакты, полученные к AlGaN n⁺- типа проводимости были омическими сразу после напыления.

Исследованы матрицы УФ фотодиодов как солнечно-слепого, так и видимо-слепого диапазонов УФ области спектра, изготовленные в структурах ГЭС AlGaN, выращенных методами МОС-гидридной (ОАО «Полос», ООО «Элма-Малахит») и молекулярно-лучевой (ИФП СО РАН) эпитаксии. Полученные вольтамперные характеристики (ВАХ) для лучших фотодиодов в ГЭС

AlGaIn, изготовленных методами МОС и МЛЭ имеют малые токи утечек и сопротивление до $3 \cdot 10^{13}$ Ом, что позволяет изготавливать УФМ как для ВС, так и СС применений с фотоэлектрическими характеристиками, соответствующими лучшим зарубежным аналогам. ВАХ фотодиода матрицы фоточувствительных элементов на основе нитридов формата 320x256 элементов с шагом 30 мкм и размером ФЧЭ 24x24 мкм² СС УФ спектрального диапазона приведена на рисунке 3 (кривая 1 - сплошная линия).

Кривые 2 и 3 получены при освещении со стороны подложки структуры излучением светодиода спектрального диапазона 265 нм с малым и большим уровнем освещенности излучения до 10^{-4} Вт/см².

Основная проблема при изготовлении МФЧЭ состоит в большом количестве фотодиодов с большими токами утечек, которые приводят к дефектным элементам в УФМ, т.к. требование к токам утечек и дифференциальному сопротивлению фотодиодов на несколько порядков выше, чем требования для светодиодов УФ диапазона из этого полупроводникового материала. На рисунке 4 представлено изображение фрагмента матрицы фотодиодов в темном поле микроскопа, изготовленной в ГЭС AlGaIn, выращенной методом МЛЭ. На рисунке отчетливо видны светящиеся точки, соответствующие дефектам структуры AlGaIn. Меза-структура фотодиодов, которые содержат указанные дефекты структуры дают дефектные элементы в УФМ. Поэтому на сегодняшний день основной задачей при выращивании ГЭС AlGaIn как методом МОС, так и МЛЭ является уменьшение плотности дислокаций в фоточувствительном слое структуры.

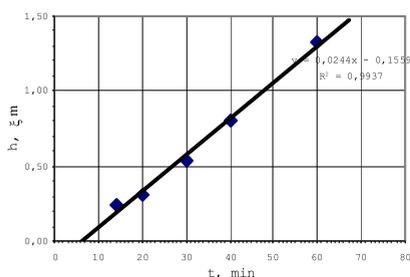


Рисунок 1 – Зависимость глубины травления от времени травления

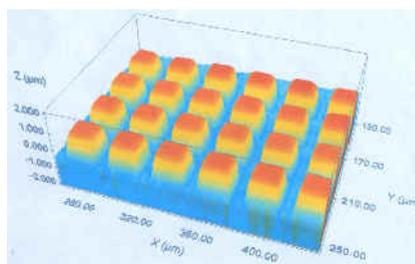


Рисунок 2 - Формирование меза- структур в ГЭС AlGaIn

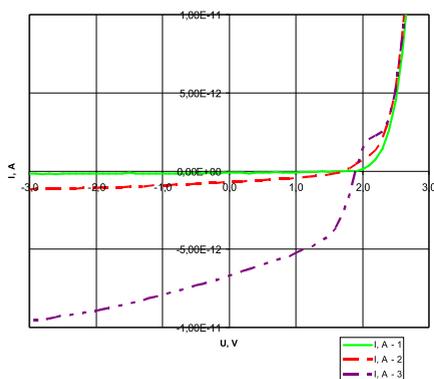


Рисунок 3 – ВАХ фотодиода СС УФ диапазона в ГЭС МОС

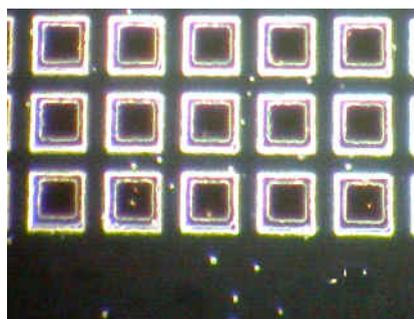


Рисунок 4 - Изображение фрагмента матрицы фотодиодов в темном поле микроскопа

Разработаны матричные ультрафиолетовые фотоприемные устройств формата 320x256 элементов на основе гетероэпитаксиальных структур $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ (ГЭС AlGaN), чувствительные в видимо-слепом и солнечно-слепом диапазонах УФ диапазона. ГЭС AlGaN выращивались методами моcгидридной эпитаксии (МОС) и молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на сапфировых подложках. Для считывания фотосигнала с матриц p-i-n фотодиодов использовалась БИС считывания на основе трансимпедансного усилителя с емкостной обратной связью. Темновые токи p-i-n фотодиодов в меза- структуре с шагом 30 мкм составили менее $\leq 10^{-13}$ А, а сопротивление более $\geq 3 \cdot 10^{13}$ Ом.

- [1] J.P. Long, S. Varadaraajan, J. Matthews, and J.F. Schetzina, UV detectors and focal plane arrays images based on AlGaN p-i-n photodiodes // *Opto-Electron. Rev.*, 10, no. 4, 2002, pp.251-260.
- [2] M. Asif Khan, M. Shatalov, H.P. Maruska, H.M. Wang and E. Kuokstis, III-Nitride UV Devices // *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 44, No. 10, 2005, pp. 7191–7206.
- [3] M.B. Reine etc. Solar-blind AlGaN 256x256 p-i-n detectors and focal plane arrays. // *Proc. of SPIE Vol. 6119 pp. 611901-1 - 611901-15* (2006).
- [4] И.Д. Бурлаков, А.В. Войцеховский, С.Н. Несмелов, Л.Я. Гринченко, Детекторы ультрафиолетового диапазона спектра на основе p-i-n структур из соединения AlGaN // *Нано- и микросистемная техника*, №6, 2012, с. 46-54.
- [5] И.Д. Бурлаков, А.В. Войцеховский, С.Н. Несмелов, К.С. Журавлев, Детекторы ультрафиолетового диапазона на основе контакта металл-полупроводник из соединения AlGaN // *Нано- и микросистемная техника*, № 7, 2012, с. 37-47.
- [6] А.А. Алтухов, А.Ю. Митягин, А.М. Клочкова, Г.А. Орлова, Алмазные многоэлементные фотоприемные устройства УФ-диапазона // *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*, 2008, № 3, стр. 3-6.

UV FPAs BASED ON AlGaN HETEROSTRUCTURES

***K.O.Boltar^{1,2*}, I.D.Burlakov^{1,3}, N.I.Iakovleva¹, N.V.Kravchenko¹, M.V.Sednev¹,
D.V.Smirnov¹, N.A.Irodov¹***

“ORION” “RD&P Center”, 46/2, Entuziastov highway, 111123, Moscow, Russia¹,

phone: +7 (499) 374 9400 fax: +7 (499) 373 6862, e-mail: orion@orion-ir.ru, www.orion-ir.ru

Moscow Institute of Physics and Technology(State University), Moscow, Russia²

Moscow State Technical University of Radio Technics, Electronics and Automatics, Moscow, Russia³

UV visible-blind and solar-blind 320x256 FPAs based on the $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ heterostructures have been developed and investigated. $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ heterostructures were grown by both MOCVD and MBE methods on sapphire substrates. The readout circuit (ROIC) on the basis of the capacitive transimpedance amplifier (CTIA) was used to integrate and read AlGaN p-i-n photodiodes currents. The dark current of AlGaN p-i-n photodiodes in mesa- structure array with pitch 30 μm was less then 10^{-13} A and differential resistance was more then $3 \cdot 10^{13}$ Ohm.

SOLAR BLIND SCHOTTKY PHOTODIODES FOR UV-C DETECTION

***V. Abrosimova^{2,5}, J. Schlegel³, S. Kapanke³, A. Knigge¹, M. Kneissl², X. Wang⁴, J. Rass³, H. Gagouri⁴,
F. Brunner¹, E. Pertzsch², T. Trenkler^{2*}, and M. Weyers¹***

¹ Ferdinand-Braun-Institut, Gustav-Kirchhoff-Str. 4, D-12489 Berlin, Germany,

² JENOPTIK Polymer Systems GmbH, Köpenicker Str. 325b, D-12555 Berlin, Germany,

³ Institut of Solid State Physics, Technische Universität Berlin, Hardenbergstr. 36, D-10623 Berlin,

⁴ Sentech Instruments GmbH, Schwarzschildstr. 2, D-12489 Berlin,

⁵ on leave IPMT RAS, Institutskaja Ul. 6, 142432 Chernogolovka, RF,

*e-mail: torsten.trenkler@jenoptik.com

UV-C sensors are crucial for numerous applications especially for the monitoring of UV-C lamps, e.g. for water disinfection, air purification or resist curing. These lamps have to be monitored for fault detection and to ensure a minimum UV-C dose for proper operation. In some cases UV-A or UV-B radiation can occur by fluorescence effects excited by UV-C radiation. Therefore, these secondary luminescence intensities have to be excluded during UV-C measurement. SiC sensors are commonly used for this purpose in conjunction with additional cut-off filters. These filters are expensive and tend to age during exposure to UV-C. Furthermore, the resulting spectrum of a SiC sensor with a filter is very narrow (Fig. 1) and the sensor calibration is very sensitive to a shift of emission wavelength, its bandwidth and multiple peaks. Taking this into account we developed an AlGaIn Schottky sensor with a more flat spectral responsivity which no longer requires an additional filter (Fig. 2).

Schottky sensors are often preferred to p-i-n junction diodes, because they are majority-carrier devices and have faster response than junction diodes. Furthermore charge carriers generation occurs at the surface of the semiconductor, where a high “built-in” electrical field is present. We (WideBaSe) report on the influence of absorption layer doping on the spectral characteristics of solar-blind AlGaIn Schottky sensor by photocurrent spectroscopy, I-V measurements and device simulations. Responsivity up to 90 mA/W was reached at 254 nm by two optimization steps. Firstly, the UV-C transmission of the semi-transparent Schottky contact was maximized. We found that the thickness of the Schottky contact and the deposition technique are essential for a high performing Schottky contact. Secondly, an anti-reflection coating was introduced. Besides traditional techniques like sputter deposition or PECVD a new atomic layer deposition technique (ALD) was applied. The influence of different deposition techniques of anti-reflection coating on the spectral and electrical device characteristics was examined. Additionally to the excellent responsivity we can also report dark currents much lower than 100 pA at a reverse voltage of 1 V for a detector area of 1 mm² which is compared to other types of UV-C sensors (Tab.1).

Table 1: Comparison of different sensors

Firm	III-N	WL range (nm)	Area (mm ²)	Dark current (pA)	Responsivity (mA/W)
WideBaSe	AlGaIn	190 - 280	1.0	< 100 @ -1.0 V	85 @ 254 nm
Genicom Co	AlGaIn	210 - 280	1.96	< 20,000 @ -0.1 V	50 @ 254 nm
Kyosemi	AlGaIn	200 - 290	0.07	< 20,000 @ -1.0 V	60 @ 254 nm
AlGaIn-KK	pin-AlGIn	200 - 290	0.21	200 @ -1.0 V	48 @ 260 nm
SG Lux	SiC	225 - 285	0.076	0.1 @ -0.1 V	45 @ 270 nm
IL MST	AlGaIn	230 - 280	0.09	50 @ -1.0 V	80 @ 254 nm

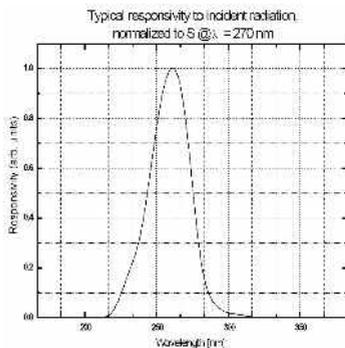


Fig.1: Responsivity spectrum of a SiC sensor with additional filter to suppress UV-B and -A

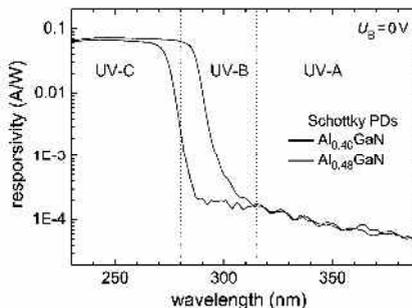


Fig.2: Responsivity spectrum of AlGaIn Schottky sensor without any additional filter

This work has been supported by the German Federal Ministry of Education and Research (BMBF) in the project “Berlin WideBaSe” (grant No.03WKBT02A-D).

НЕЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ К СОЛНЕЧНОМУ СВЕТУ ФОТОДИОДЫ ШОТТКИ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ УФ-С ДИАПАЗОНА

В. Абросимова^{2,5}, ***С. Капанке***³, ***Дж. Шлегель***³, ***М. Кнайсль***³, ***А. Книгге***¹, ***Х. Ванг***⁴, ***Дж. Расс***³, ***Х.Газури***⁴, ***Ф. Бруннер***⁴, ***Э.Петч***², ***Т. Тренклер***^{2*}, ***М. Вайерс***¹

¹ Институт техники сверхвысоких частот им. Фердинанда Брауна, Берлин

² Йеноптик полимер системс ООО, Берлин

³ Институт физики твердого тела, ТУ Берлин

⁴ Сентех Инструментс ООО, Берлин

⁵ ИПТМ РАН, Черногловка

*e-mail: torsten.trenkler@jenoptik.com

Приведены результаты исследования влияния состава и степени легирования поглощающего слоя, методики нанесения контактов и антирефлекционных покрытий на характеристики фотодиодов Шоттки на основе AlGaIn. Проведено сравнение характеристик разработанных приборов с промышленными аналогами. Светодиоды с активной площадью 1 мм² обладают высокой чувствительностью в диапазоне излучения УФ-С, порядка 85 мА/Вт, и сравнительно низким темновым током порядка 100 пА при напряжении обратного смещения 1 В. Отмечается, что основным преимуществом диодов Шоттки на основе AlGaIn по сравнению с приборами, изготовленными из SiC, является отсутствие необходимости использования дорогостоящих отсекающих фильтров и простота технологии изготовления диодов Шоттки по сравнению с р-и-н структурами.

ПОЛУПРОЗРАЧНЫЙ p-GaN(Cs,O)-ФОТОКАТОД: РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФОТОЭЛЕКТРОНОВ ПО ПОПЕРЕЧНЫМ ЭНЕРГИЯМ

Д.В. Горшков, В.В. Бакин, Г.Э. Шайблер, А.С. Терехов
ИФП СО РАН пр. Ак. Лаврентьева, 13, 630090, Новосибирск
тел. +7(383)330-9874, e-mail: gorshkovdv@mail.isp.ru

Высокая квантовая эффективность полупрозрачного p-GaN(Cs,O)-фото катода с отрицательным эффективным электронным сродством в ультрафиолетовой области спектра открыла перспективы его использования для создания координатно-чувствительных фотоприемников [1] с «однофотонной» чувствительностью и субнаносекундным временным разрешением. Для расчёта и оптимизации пространственного разрешения таких фотоприемников необходимо знать функцию распределения $n_e(\epsilon_{\perp})$ эмитированных фотоэлектронов по «поперечным» энергиям ϵ_{\perp} . Функции распределения фотоэлектронов из такого фотокатода по «продольным» энергиям были изучены в работе [2], но распределения фотоэлектронов по поперечным энергиям до сих пор не изучались из-за отсутствия соответствующей методики. В данной работе разработана новая методика измерения $n_e(\epsilon_{\perp})$ и с её помощью распределения $n_e(\epsilon_{\perp})$ были впервые изучены для полупрозрачного p-GaN(Cs,O)-фотокатода при различных энергиях возбуждающих фотонов.

Для измерений $n_e(\epsilon_{\perp})$ использовался «самодельный» планарный электронно-оптический преобразователь (ЭОП), состоящий из p-GaN(Cs,O)-фотокатода, микроканальной пластины (МКП) без ионно-барьерной плёнки и люминофорного экрана, расположенных параллельно друг другу в металлокерамическом корпусе. Финишное термическое обезгаживание и электронная тренировка МКП и экрана проводились в трёх-камерной сверхвысоковакуумной установке с предельным вакуумом $\sim 10^{-9}$ Па. После очистки и активирования поверхности p-GaN, фотокатод герметично соединялся с корпусом ЭОП при комнатной температуре через деформируемое индиевое кольцо. Измерения $n_e(\epsilon_{\perp})$ проводились на специальном стенде, состоящем из «точечного» источника монохроматического света, фокусирующей УФ линзы, ЭОП, проекционного объектива, охлаждаемой цифровой мегапиксельной ПЗС-камеры и ПК. Методика измерения $n_e(\epsilon_{\perp})$ состоит в следующем. Электроны, эмитированные из маленькой освещённой точки, в центре фотокатода, движутся в ускоряющем электрическом поле в направлении к МКП. Поскольку вектор начальной скорости эмитированного электрона имеет составляющую, «поперечную» направлению полного фототока, то радиальное распределение электронов в пучке $n_e(\rho)$ по мере их движения от фотокатода к МКП расширяется. Зная начальное радиальное распределение электронов на поверхности фотокатода $n_e^0(\rho)$ и их распределение $n_e^1(\rho)$ на поверхности МКП можно рассчитать $n_e(\epsilon_{\perp})$. Для измерения $n_e^1(\rho)$ яркость электронного пятна усиливается МКП $\sim 10^3$ раз и переносится на экран. Проекционный объектив переносит изображение реплики на ПЗС-камеру, которая преобразует его в цифровую картинку. Измеряется несколько таких «картинок», измеренных при различных напряжениях между фотокатодом и МКП. Согласованная обработка совокупности этих «картинок» позволяет рассчитать $n_e(\epsilon_{\perp})$. Суть описанной методики хорошо известна [3,4]. Привнесённая нами новизна состоит в том, что за счёт применения более совершенной экспериментальной техники и новой методики обработки экспериментальных данных мы на несколько порядков расширили диапазон измерения $n_e(\epsilon_{\perp})$ и снизили случайные и систематические погрешности измерений. Анализ результатов позволил обнаружить влияние эффекта преломления фотоэлектронов на границе раздела полупроводник – вакуум на форму $n_e(\epsilon_{\perp})$. Кроме этого, при повышении энергии возбуждающего света обнаружен значительный вклад нетермализованных фотоэлектронов в распределение $n_e(\epsilon_{\perp})$. Основные результаты показаны на рис.1 - 3.

- [1] I. Mizuno, T. Nishashi, T. Nagai et al., Proc. of SPIE **6945**, 69451,(2008)
- [2] А.А. Пахневич, В.В. Бакин, Г.Э. Шайблер, А.С. Терехов. ФТТ, **49**, 11 (2007)
- [3] G. Vergara, A. Herrera-Gomez and W. E. Spicer, J. Appl. Phys. **3**, 80 (1996)
- [4] T. Vecchione, I. Ben-Zvi, D.H. Dowell, J. Feng, T. Rao, j. Smedley, W. Wan, and H.A. Padmore, Appl. Phys. Lett. **99**, 034103 (2011)

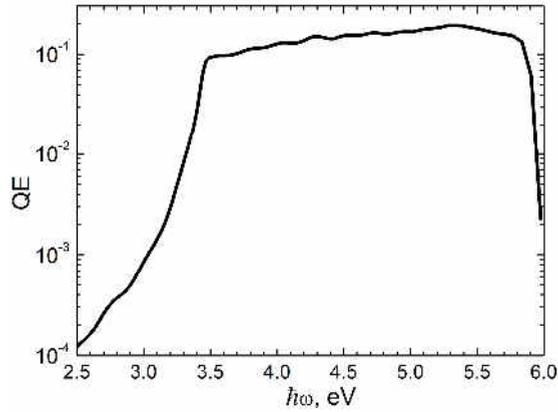


Рис. 1 Спектр квантовой эффективности полупрозрачного p-GaN(Cs,O)-фотокатода

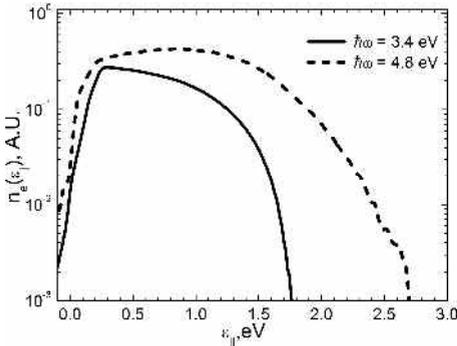


Рис. 2 Распределение эмитированных электронов, по продольной энергии

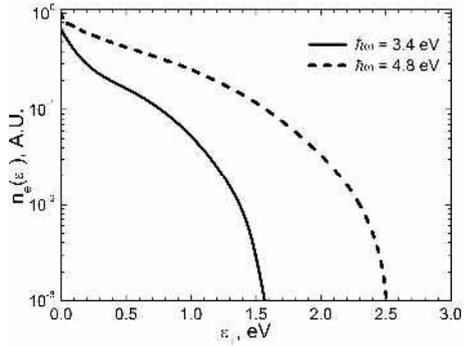


Рис. 3 Распределение эмитированных электронов, по поперечной энергии

TRANSMISSION-MODE GaN(Cs,O) – PHOTOCATHODE: TRANSVERSE ENERGY DISTRIBUTIONS OF EMITTED ELECTRONS

D.V. Gorshkov, V.V. Bakin, H.E. Scheibler, A.S. Terekhov.
 ISP SB RAS, Lavrenteva av., 13, 630090, Novosibirsk,
 phone. +7(383)330-9874, e-mail: gorshkovdv@mail.isp.ru;

New measuring and computational procedures for the accurate determination of the photoelectron distributions along with their transverse energy was developed. By use of this procedures, transverse energy distributions of photoelectrons, emitted from transmission – mode p-GaN(Cs,O)/ AlN/ Al₂O₃ – photocathode were experimentally studied for the first time. The developed measuring procedure enable one to measure point spread function of parallel plate image intensifier within ~ 4 orders of magnitude. The computational procedure is based on the solution of integral equations, which connect the shape of the light spot at the luminescent screen of image intensifier with the shape of the light spot at photocathode and with processes within image intensifier. Analysis of the $n_e(\epsilon_{\perp})$ - distributions enable us to reveal the contribution of photoelectron refraction at the photocathode – vacuum interface. The considerable contribution of non-thermalized photoelectrons to the shape of $n_e(\epsilon_{\perp})$ – curve was demonstrated for photon energies, which are above the energy gap of GaN.

СОЛНЕЧНОСЛЕПЫЕ И ВИДИМОСЛЕПЫЕ ФОТОДЕТЕКТОРЫ НА ОСНОВЕ ALGAN

И.А. Ламкин^{1}, С.А. Тарасов¹, С.Ю. Курин^{2,3}, В.Н. Жмерик⁴*

¹ Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина) (СПбГЭТУ), ул. Пр. Попова, 5, 197376, СПб, e-mail: ialamkin@mail.ru

² СПб АУ НОЦ ИТ РАН, ул. Хлопина, 8/3, 194021, СПб

³ ООО «Группа компаний «Нитридные кристаллы», пр. Энгельса, 27, 194156, СПб

⁴ Физико-технический институт имени А.Ф.Иоффе, ул. Политехническая, 26194021, СПб

В последние годы большой интерес проявляется к устройствам на основе твердых растворов AlGa_xN. Помимо люминесцентных устройств, полупроводниковые твердые растворы нитрида галлия и алюминия со структурой вюрцита можно использовать в качестве ультрафиолетовых фотоприемников для таких устройств как датчики пламени, детекторы радиационной дозиметрии, фотоприемники для мониторинга атмосферного озона, солнечно-слепого обнаружения, детектирования загрязнений, в том числе биологических. Также фотодиоды на основе твердых растворов Al_xGa_{1-x}N являются привлекательным кандидатом для многих военных применений, таких как обнаружение ракетного шлейфа, а также для калибровки и мониторинга устройств медицинского назначения, финансового и других коммерческих приложений. Сейчас эти роли в основном выполняют фотоэлектронные умножители (ФЭУ) и кремниевые детекторы. Однако ФЭУ недостаточно эффективны, а кремний имеет узкую ширину запрещенной зоны (1,1 эВ) и, следовательно, требует применения фильтров для работы в качестве ультрафиолетовых фотодетекторов. Кроме того Si фотодиоды демонстрируют существенный спад фотоответа в коротковолновой ультрафиолетовой области. GaP фотоприемники могут быть использованы для создания фотоприемников для ультрафиолетовой области с длинноволновой границей фотоэффекта около 410 нм, однако они имеют непрямую структуру зон, что может сказываться на их характеристиках. Этих недостатков можно избежать за счет создания фотодиодов на основе эпитаксиальных слоев прямозонных полупроводниковых твердых растворов нитрида галлия и алюминия со структурой вюрцита. Ширина запрещенной зоны Al_xGa_{1-x}N может быть изменена в диапазоне между 3,4 и 6,2 эВ путем регулирования доли AlN в твердом растворе, что позволяет создать фотодиоды с длинноволновой границей фотоответа в диапазоне 360 – 200 нм. Отсутствие чувствительности в видимом и инфракрасном диапазоне спектра позволяет создать «видимослепые» и «солнечнослепые» фотодетекторы без использования дорогостоящих оптических фильтров. Кроме того, химическая стойкость полупроводников AlGa_xN дает потенциал для стабильной работы устройств на их основе в агрессивных средах.

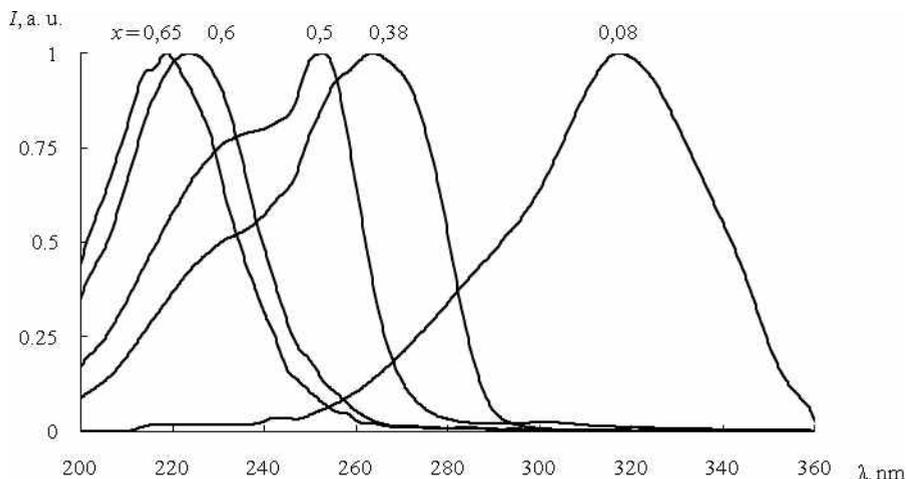
Представлены результаты исследования структур металл-полупроводник на основе твердых растворов Al_xGa_{1-x}N с целью создания солнечнослепых и видимослепых фотодетекторов. Эпитаксиальные слои Al_xGa_{1-x}N с большой долей AlN (>0,5) выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азотом. Также исследовались слои, созданные методом хлоридно-гидридной эпитаксии. Этот метод позволяет добиться значительного снижения себестоимости производства детекторов на основе твердых растворов AlN-GaN без существенного ухудшения кристаллического качества структур, и обеспечивает возможность управления скоростью роста в широких пределах: от долей микрометра до десятков и сотен микрометров в час. Подложкой для всех исследованных структур служил сапфир.

Значительная часть работы посвящена оптимизации параметров омических контактов к слоям n-Al_xGa_{1-x}N с большой долей AlN (> 0,5). Такие контакты создавались вакуумным термическим напылением слоя Al на подслои Ti с последующим отжигом в вакууме при температуре 750 – 800 °С в течении 10 мин. Также были исследованы и оптимизированы свойства барьеров Шоттки. В качестве металла выпрямляющего контакта исследовались Au, Ni, Ag, Sn, In и др. Толщина однослойного контакта не превышала 15 нм для соблюдения эффекта полупрозрачности.

Исследование спектральных характеристик проводилось с помощью дифракционного решеточного монохроматора с источником света на базе ксеноновой лампы с колбой, не поглощающей ультрафиолетовую составляющую излучения.

Использование твердого раствора AlGa_xN, в котором доля алюминия $x = 0,08$, позволило создать «видимослепый» ультрафиолетовый фотоприемник. Такой фотоприемник обладает чувствительностью в диапазоне длин волн 200 – 360 нм, но не чувствителен к излучению с длиной волны более 370 нм, что позволяет его применять для детектирования ультрафиолетового излучения при сильной внешней засветке видимым светом. Экспериментальный фотодиод обладал полушириной спектра 50 нм и максимальной чувствительностью при 320 нм. Увеличение доли алюминия в структуре позволило сместить край чувствительности в коротковолновую область, в

том числе создать «солнечнослепой» фотоприемник при значении $x = 0,38$. Красная граница «солнечнослепого» ультрафиолетового фотодиода составила 290 нм. При значении x больше 0,8 диапазон чувствительности структуры $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ будет находиться уже в вакуумном ультрафиолете, длина волны которого меньше 200 нм.



Коротковолновый край определяется в первую очередь состоянием границы раздела металл – полупроводник и соответствующим значением скорости поверхностной рекомбинации. Было исследовано влияние состояния поверхности полупроводника на свойства структур на основе барьера Шоттки с учетом влияния поверхностных состояний. Наибольшую чувствительность в коротковолновой области демонстрировали структуры с золотым контактом, что было связано с пониженной скоростью поверхностной рекомбинации в таких образцах. Также рассмотрено воздействие высокотемпературного отжига на свойства фоточувствительных структур и определены его оптимальные параметры. Показано, что подбор правильного режима отжига позволил повысить чувствительность структур на основе золотых контактов более чем в три раза.

Для дальнейшего снижения полуширины спектральной характеристики и повышения чувствительности структур были исследованы структуры, проявляющие эффект широкозонного окна. Для подобных структур использовалась обратная засветка через сапфировую подложку. Это позволило сузить диапазон чувствительности до 50 нм при сохранении солнечнослепого и видимослепого поведения.

SOLARBLIND AND VISIBLEBLIND PHOTODETECTORS BASED ON THE ALGAN

I.A. Lamkin^{1}, S.A. Tarasov¹, S.Yu. Kurin², V.N. Jmerik³*

¹Saint Petersburg Electrotechnical University “LETI”, Professor Popov street, 5, 197376, St.

Petersburg, e-mail: ialamkin@mail.ru

²Nitride Crystals Ltd., Engels Ave., 27, 194156, St. Petersburg

³Ioffe Physical-Technical Institute, Polytekhnicheskaya str.5, 194021, St Petersburg

AlGaN material system with the maximum band gap energy of 6.1 eV allows to manufacture ultraviolet (UV) optoelectronic devices working within a wide UV-A, B, C spectral range with a minimum wavelength of $\lambda = 210$ nm. However, fabrication of the low-resistance ohmic contact to $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ with a high Al content ($x > 0.5$) is a difficult and actual task.

The best results on the AlGaN-based Schottky-type photodetectors were obtained by using Au (15nm) and Ti/Al (15/35nm) as barrier and ohmic contacts, respectively. The sequential short-wavelength shift of the photo-response curves toward deep UV (solar-blind) range with the minimum achieved cut-off wavelength less than 250 nm was observed for the structures with a Al-content as high as $x = 0.6$.

ЭМИССИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ МИКРО- И НАНОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ НИТРИДА ГАЛЛИЯ

В.А. Шалыгин

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
ул. Политехническая, д. 29, 195251, Санкт-Петербург,
тел. +7(812)5529671, e-mail: shalygin@rphf.spbstu.ru

Доклад представляет собой обзор работ [1–4], выполненных коллективом авторов по исследованию различных механизмов эмиссии терагерцового излучения из микро- и наноструктур на основе GaN, а также работ, которые проводятся в этом направлении в настоящее время. Рассмотрена эмиссия терагерцового излучения в сильном латеральном электрическом поле, в частности, в условиях пробоя примесных центров, в условиях разогрева электронного газа, при рассеянии поверхностных плазмон-поляритонов на периодически структурированной поверхности эпитаксиального слоя. В результате проведенных исследований расширен класс полупроводниковых микро- и наноструктур, которые могут быть использованы для создания источников терагерцового излучения. Области применения источников излучения этого спектрального диапазона весьма широки: спектроскопия материалов и биологических объектов, медицинская диагностика и терапия, системы безопасности и экологического мониторинга, беспроводная связь.

В последние годы нитрид галлия привлекает внимание исследователей как материал для создания терагерцовых (ТГц) эмиттеров с электрической накачкой. Была обнаружена ТГц и суб-терагерцовая эмиссия из транзисторов с высокой подвижностью электронов (НЕМТ), которая обусловлена токовыми нестабильностями [5, 6]. Моделирование пролетного резонанса электронов в условиях эмиссии оптических фононов, выполненное методом Монте-Карло для GaN со структурой вюрцита и цинковой обманки [7], показало, что этот широкозонный полупроводник весьма перспективен для генерации ТГц излучения. Стимулированная эмиссия излучения миллиметрового диапазона при пролетном резонансе горячих электронов экспериментально наблюдалась в InP [8], но насколько нам известно, все экспериментальные попытки реализовать пролетный резонанс электронов в объемном *n*-GaN оказались безуспешными вследствие недостаточного высокого качества материала (низкая подвижность электронов). В докладе рассматриваются альтернативные пути получения эмиссии ТГц излучения из микро- и наноструктур на основе GaN.

Один из возможных путей создания малогабаритных твердотельных источников ТГц излучения заключается в использовании полупроводников, легированных мелкими водородоподобными примесями. Существенный прогресс достигнут в области разработки ТГц лазера на легированном кремнии [9, 10]. Стимулированное излучение ТГц диапазона также наблюдалось из одноосно сжатых кристаллов *p*-Ge в сильных электрических полях. Было показано, что оно связано с инверсной заселенностью расщепленных состояний [11, 12]. Нами проведены исследования эмиссии ТГц излучения из эпитаксиальных слоев *n*-GaIn при внутрицентровых переходах электронов в условиях пробоя примеси электрическим полем [1, 2]. Эпитаксиальные слои GaN толщиной 4 μm были выращены на подложке из сапфира поверх буферного слоя (2 μm). Были исследованы образцы с различным уровнем легирования, концентрация свободных электронов при комнатной температуре варьировалась от $4.1 \cdot 10^{16}$ до $4.8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Совместный анализ спектров и полевой зависимости электролюминесценции, а также вольт-амперных характеристик позволил определить механизмы ТГц эмиссии, наблюдавшейся при гелиевой и азотной температурах. Показано, что в образцах с концентрацией электронов $n \leq 1.4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ в области электрических полей, соответствующих пробую, наблюдающаяся ТГц эмиссия обусловлена преимущественно прециентровыми переходами электронов между возбужденным и основным состояниями доноров Si и O. Этим переходам соответствуют наиболее интенсивные пики на спектрах электролюминесценции (при энергиях фотонов 23 и 26 meV). Переходы горячих электронов из зоны проводимости на основные состояния доноров дают менее значительный вклад. В области постпробойных электрических полей ТГц эмиссия в этих образцах обусловлена в основном непрямыми внутризонными переходами горячих электронов. Показано, что в сильно легированных образцах GaN (при $n \geq 3.8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) происходит формирование примесной зоны [1, 13], при этом охлаждение до температуры жидкого гелия не сопровождается вымораживанием носителей. В этих образцах доминирующим механизмом наблюдавшейся ТГц эмиссии является тепловое излучение горячих электронов.

Более детальные исследования ТГц эмиссии горячих электронов проведены в квантовой яме на гетерогранице GaN/AlGaN [3, 4]. Гетероструктура выращивалась на подложке из сапфира и включала следующие слои: полужолирующий буфер GaN (4 μm), интерфейсный слой AlN (1 nm), нелегированный слой $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}$ (7 nm), легированный донорами (кремний с концентрацией $N_{\text{Si}} = 4.8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) слой $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}$ (13 nm) и нелегированный покровный слой GaN (5 nm). В такой структуре на гетерогранице GaN/AlGaN в слое нитрида галлия формируется треугольная квантовая яма, заполняемая электронами с вышележащих донорных уровней в барьере. Наличие широкозонного интерфейсного слоя AlN препятствует проникновению волновой функции в область барьера, где локализованы ионизованные доноры кремния, за счет этого обеспечивается более высокая подвижность 2D-электронов в квантовой яме и более эффективный их разогрев в латеральном электрическом поле. В исследованной структуре поверхностная концентрация 2D-электронов n_s составляла $1.6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ (энергия Ферми $E_F = 190 \text{ meV}$), подвижность носителей возрастала от 1500 до $5700 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ при охлаждении структуры от 300 до 4.2 K.

Эмиссия ТГц излучения горячими 2D-электронами ранее исследовалась в MOSFET-структурах на основе кремния [14] и в одиночных гетеропереходах GaAs/AlGaAs [15], максимальный разогрев электронов в этих работах не превышал 100 K. Нами исследован одиночный гетеропереход GaN/AlGaN в сильных латеральных электрических полях. Удалось достичь значительно большего разогрева 2D-электронов (около 400 K) и наблюдать интенсивную эмиссию ТГц излучения.

Эксперименты проводились в импульсных электрических полях с напряженностью E до 4000 V/cm. При исследовании вольт-амперных характеристик было обнаружено резкое уменьшение подвижности электронов в полях свыше 200 V/cm, что указывает на существенный разогрев электронов. Полевая зависимость температуры горячих электронов была найдена из полевой зависимости их подвижности с помощью уравнения баланса мощности. Предварительно был проведен теоретический расчет скорости потерь энергии.

Интегральная интенсивность ТГц излучения с поверхности образца GaN/AlGaN регистрировалась фотоприемником Ge:Ga, излучение собиралось в телесном угле 0,25 sr. С целью подтвердить, что наблюдаемая эмиссия обусловлена именно тепловым излучением горячих электронов, была рассмотрена теоретическая модель, ранее применявшаяся в работе [15] для анализа экспериментов на квантовой яме GaAs/AlGaAs. Электропроводность 2D-электронов в ТГц диапазоне описывалась классической формулой Друде, причем время релаксации определялось из экспериментальных значений подвижности. Рассчитывалась излучательная способность тонкой проводящей пленки, толщина которой гораздо меньше длины волны. Далее с помощью распределения Планка находилась спектральная плотность излучения из исследованной структуры для различных значений температуры горячих электронов T_e .

Спектр теплового излучения горячих 2D-электронов на гетероинтерфейсе AlGaN/GaN существенно отличается от спектра эмиссии абсолютно черного тела (АЧТ) при такой же температуре. Это связано с тем, что у горячих электронов при высоких частотах излучательная способность убывает обратно пропорционально квадрату частоты, что приводит к существенному спектральному сдвигу полосы излучения горячих 2D-электронов в длинноволновую область по сравнению с АЧТ. Расчет показывает, что при температурах горячих электронов от 100 до 400 K максимум в спектре излучения исследованных образцов лежит в диапазоне частот от 1 до 4.5 THz.

Интегрирование расчетной спектральной плотности излучения горячих электронов с учетом спектральной чувствительности детектора Ge:Ga показало, что в рамках рассмотренной модели экспериментальная полевая зависимость интегральной интенсивности ТГц излучения из гетероперехода GaN/AlGaN хорошо качественно согласуется с теорией. Заметное количественное расхождение между экспериментом и теоретическим расчетом, наблюдающееся в полях свыше 200 V/cm, может быть обусловлено процессом накопления неравновесных фононов, который не был учтен в расчете. Действительно, анализ полевой зависимости скорости потерь энергии горячих 2D-электронов показывает, что время релаксации их энергии падает с ростом электрического поля и при $E \sim 200 \text{ V/cm}$ становится сравнимым с временем жизни полярных оптических фононов. Это должно приводить к накоплению неравновесных оптических фононов при $E \geq 200 \text{ V/cm}$, следствием которого, в частности, является возрастание эффективной температуры горячих электронов и соответствующее увеличение интегральной интенсивности ТГц излучения.

Дополнительные возможности получения эмиссии ТГц излучения связаны с рассеянием горячих плазмонов или поверхностных плазмон-поляритонов (ППП). Исследования электролюминесценции в эпитаксиальных слоях сильно легированного n -InN [16] продемонстрировали возможность получения эмиссии терагерцового излучения благодаря горячим плазмонам в тонком ($\sim 10 \text{ nm}$) аккумуляционном слое на поверхности полупроводника, которые

рассеиваются на случайных структурных неоднородностях. В проводящих слоях возможно возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов и получение эмиссии электромагнитного излучения за счет рассеяния ППП на периодических неоднородностях поверхности. Нами экспериментально обнаружена и исследована эмиссия ТГц излучения в сильно легированном n -GaN, обусловленная рассеянием горячих поверхностных плазмон-поляритонов на регулярной дифракционной решетке, созданной на поверхности эпитаксиального слоя.

Экспериментальные исследования проведены на эпитаксиальных слоях n -GaN, выращенных методом металло-органической газофазной эпитаксии на сапфире. Толщина эпитаксиального слоя ($\sim 6 \mu\text{m}$) и концентрация электронов ($\sim 4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) были выбраны таким образом, чтобы электрическое поле ППП практически полностью затухало в пределах слоя. Для возбуждения горячих ППП в слое n -GaN создавалось латеральное электрическое поле в области между двумя омическими контактами. Электрическое поле прикладывалось в виде коротких импульсов ($2 \mu\text{s}$). Эмиссия ТГц излучения, обусловленная рассеянием ППП, наблюдалась в направлении нормали к поверхности образца и регистрировалась детектором Ge:Ga. Используя комплексную диэлектрическую проницаемость, учитывающую вклад свободных электронов, мы рассчитали закон дисперсии для ППП и определили волновой вектор ППП k_{max} , соответствующий частоте, на которой чувствительность детектора максимальна. Дифракционная решетка, вытравленная на поверхности образца, имела период $a = 2\pi/k_{\text{max}}$. Были исследованы образцы с различной глубиной решетки. Для контрольных измерений использовались аналогичные образцы без решетки на поверхности, в которых эмиссия ТГц излучения связана с тепловым излучением горячих электронов. Экспериментально установлено, что за счет использования регулярной дифракционной решетки интенсивность ТГц излучения может быть увеличена примерно в два раза. Обсуждаются возможности дальнейшего увеличения интенсивности ТГц излучения в эмиттерах на основе горячих плазмонов в n -GaN.

Результаты исследований показывают, что микро- и наноструктуры на основе GaN могут быть использованы для создания компактных твердотельных источников ТГц излучения. В докладе проводится сопоставление различных микроскопических механизмов эмиссии излучения с точки зрения их эффективности в ТГц диапазоне.

Работа поддержана ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы и грантами РФФИ.

- [1] V.A. Shalygin, L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, V.Yu. Panevin, A.N. Sofronov, G.A. Melentyev, A.V. Antonov, V.I. Gavrilenko, A.V. Andrianov, A.O. Zakharyin, S. Suihkonen, P.T. Törmä, M. Ali, H. Lipsanen. *Journ. Appl. Phys.* **106**, 123523 (2009).
- [2] В.А. Шалыгин, Л.Е. Воробьев, Д.А. Фирсов, В.Ю. Паневин, А.Н. Софронов, Г.А. Мелентьев, А.В. Андрианов, А.О. Захарьин, Н.Н. Зиновьев, S. Suihkonen, H. Lipsanen. *Изв. РАН : серия физическая* **74**, №1, 95 (2010).
- [3] V.A. Shalygin, L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, A.N. Sofronov, G.A. Melentyev, W.V. Lundin, A.E. Nikolaev, A.V. Sakharov, A.F. Tsatsulnikov. *Journ. Appl. Phys.* **109**, 073108 (2011).
- [4] В.А. Шалыгин, Л.Е. Воробьев, Д.А. Фирсов, А.Н. Софронов, Г.А. Мелентьев, М.Я. Винниченко, В.В. Лундин, А.Е. Николаев, А.В. Сахаров, А.Ф. Цацульников. *Изв. РАН : серия физическая* **76**, №2, 236 (2012).
- [5] Y. Deng, R. Kersting, J. Xu, R. Ascazubi, X.C. Zhang, M.S. Shur, R. Gaska, G.S. Simin, M. Asif Khan, V. Ryzhii. *Appl. Phys. Lett.* **84**, 70 (2004).
- [6] A. El Fatimy, N. Dyakonova, Y. Meziani, T. Otsuji, W. Knap, S. Vandenbrouk, K. Madjour, D. Théron, C. Gaquiere, M.A. Poisson, S. Delage, P. Prystawko, C. Skierbiszewski. *J. Appl. Phys.* **107**, 024504 (2010).
- [7] E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gružinskis, L. Varani, C. Palermo, J.-F. Millithaler, L. Reggiani. *J. Phys. Condens. Matter* **20**, 384209 (2008).
- [8] L.E. Vorob'ev, S.N. Danilov, V.N. Tulupenko, D.A. Firsov. *JETP Lett.* **73**, 219 (2001).
- [9] R.Kh. Zhukavin, V.V. Tsyplenkov, K.A. Kovalevsky, V.N. Shastin, S.G. Pavlov, U. Böttger, H.-W. Hübers, H. Riemann, N.V. Abrosimov, N. Nötzel. *Appl. Phys. Lett.* **90**, 051101 (2007).
- [10] P.-C. Lv, R.T. Troeger, S. Kim, S.K. Ray, K.W. Goossen, J. Kolodzey, I.N. Yassievich, M.A. Odnoblyudov, M.S. Kagan. *Appl. Phys. Lett.* **85**, 3660 (2004).
- [11] И.В. Алтухов, М.С. Каган, К.А. Королев, В.П. Синис. *Письма в ЖЭТФ* **59**, 455 (1994).
- [12] M.A. Odnoblyudov, I.N. Yassievich, M.S. Kagan, Yu.M. Galperin, K.A. Chao. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 644 (1999).

- [13] В.Ф. Агекян, Л.Е. Воробьев, Г.А. Мелентьев, Н. Nykänen, А.Ю. Серов, S. Suihkonen, Н.Г. Философов, В.А. Шалыгин. *ФТТ* **55**, 260 (2013).
- [14] R.A. Höpffel, E. Vass, E. Gornick. *Solid State Commun.* **49**, 501 (1984).
- [15] K. Hirakawa, M. Grayson, D.C. Tsui, C. Kurdak. *Phys. Rev. B* **47**, 16651 (1993).
- [16] T.V. Shubina, N.A. Gippius, V.A. Shalygin, A.V. Andrianov, S.V. Ivanov. *Phys. Rev. B* **83**, 165312 (2011).

**TERAHERTZ RADIATION EMISSION
FROM MICRO- AND NANOSTRUCTURES BASED ON GAN**

V.A. Shalygin

Saint Petersburg State Polytechnic University, 29 Polytechnicheskaya str., 195251, St. Petersburg, Russia
Phone: +7(812)5529671, e-mail: shalygin@rphf.spbstu.ru

This presentation is a review of the studies on different mechanisms of terahertz radiation emission from micro- and nanostructures based on GaN. Terahertz radiation emission in strong lateral electric field, in particular, under conditions of impurity breakdown, or under conditions of electron gas heating, or due to surface plasmon polariton scattering at the regular grating etched in the epitaxial layer is considered. The results of experimental investigations as well as theoretical simulations are presented. It is demonstrated that micro- and nanostructures based on GaN are promising for development of effective solid state emitters of terahertz radiation.

ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ МЕЖЗОННОМ ФОТОВОЗБУЖДЕНИИ СЛОЕВ n-GaN(Si)

А.В. Бобылев^{1,2}, А.О. Захарьин¹, Z. C. Feng³ и А.В. Андрианов¹*

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, 194021, Санкт-Петербург, Россия

*) тел. +7(921)6435052, e-mail: aleksandros.bobcat@gmail.com

² Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Политехническая 29, 195251, Санкт-Петербург, Россия

³ Institute of Material Research and Engineering, Research Link 3, 119260, Singapore

Сообщается об экспериментальном обнаружении и исследовании терагерцовой (ТГц) фотолюминесценции при стационарном межзонном фотовозбуждении эпитаксиальных слоёв n-GaN(Si). Свойства спектра ТГц излучения, его зависимость от температуры и интенсивности фотовозбуждения свидетельствует о том, что излучение возникает в результате захвата неравновесных электронов на заряженные доноры. Было показано, что при низких температурах ТГц излучательные переходы могут быть вызваны также межзонным фотовозбуждением полупроводников, содержащих мелкие примесные центры. Была обнаружена ТГц фотолюминесценция (ФЛ) этих полупроводников [1].

Представляет интерес исследование возможности генерации ТГц-ФЛ в других материалах, и в частности в GaN, что важно для расширения спектра излучения и диапазона рабочих температур источников излучения, использующих явление стационарной ТГц-ФЛ в полупроводниках. В недавней работе [2] было обнаружено ТГц излучение, вызванное внутрицентровыми переходами при электрическом пробое донорных примесей в слоях n-GaN в довольно сильных электрических полях (при напряжённости поля выше 500 В/см). Необходимость сильных электрических полей несколько ограничивает возможность практического применения примесной ТГц электролюминесценции в GaN. Межзонное фотовозбуждение позволяет обойти эту проблему и получить ТГц излучение, связанное с мелкими примесями, значительно более простыми средствами.

Были исследованы эпитаксиальные слои нитрида галлия толщиной 1.8 – 2 мкм, выращенные методом MOCVD на сапфировых подложках ориентации (0001) с 20 нм буферным слоем GaN. Толщина сапфировых подложек составляла 450 мкм. Слои GaN легированы кремнием в процессе роста. Концентрация электронов и подвижность при комнатной температуре составляла $4 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $190 \text{ см}^2/\text{В} \times \text{с}$, соответственно. Для ТГц экспериментов исследуемые образцы размещались в гелиевом оптическом криостате с регулируемой температурой. Криостат был оптимизирован для ТГц области спектра. В качестве источника межзонного фотовозбуждения нами использовался непрерывный He-Cd лазер с длиной волны излучения 325 нм и максимальной мощностью в 8 мВт. Лазерное излучение, модулируемое механическим прерывателем на частоте 75 Гц, после прохождения серии малых диафрагм и фильтров, предотвращающих проникновение в измерительную часть установки теплового фона лазера, фокусировалось через сапфировую подложку на поверхность эпитаксиального слоя n-GaN. Интенсивность фотовозбуждения слоёв нитрида галлия не превышала $0.7 \text{ Вт}/\text{см}^2$. Измерения ТГц излучения проводились в геометрии «на проход» - через слой нитрида галлия. Спектральные измерения были выполнены с использованием фурье-спектрометра на область спектра $5\text{-}350 \text{ см}^{-1}$ с шаговым сканированием интерферограммы. Спектральное разрешение в большинстве случаев составляло 8 см^{-1} (0.96 мэВ). Для уменьшения влияния поглощения на парах воды внутренний объём спектрометра откачивался до уровня $\sim 6 \cdot 10^{-2}$ Торр. Сигнал ТГц излучения измерялся с помощью охлаждаемого жидким гелием Si-болометра методом синхронного детектирования на частоте 75 Гц.

Наиболее интенсивная ТГц фотолюминесценция (ТГц-ФЛ) n-GaN наблюдалась при гелиевых температурах. В спектре ТГц фотолюминесценции видны максимумы при 23 и 26 мэВ (~ 5.57 и 6.27 ТГц), которые могут быть отнесены с межцентровыми оптическими переходами 2P - 1S в мелких донорах, которые обусловлены кремнием и кислородом, соответственно. Интенсивность ТГц излучения падает с увеличением температуры, и при температуре выше 140 К сигнал излучения уверенно измерить не удавалось. Стоит отметить, что построение Аррениуса даёт энергию температурного тушения ТГц-ФЛ порядка 33.5 мэВ. Эта энергия хорошо согласуется с энергией связи мелких доноров в GaN. При этом спектр ТГц-ФЛ при изменении температуры практически не менялся и сохранял свои основные особенности. Зависимость интегральной интенсивности ТГц-ФЛ от интенсивности фотовозбуждения имеет ярко выраженный сублинейный характер. Эта зависимость может быть хорошо аппроксимирована корневым законом. Данный факт

свидетельствует в пользу того, что ТГц-ФЛ возникает в результате захвата свободных электронов из зоны проводимости на заряженные донорные центры, которые в свою очередь образуются в результате рекомбинации свободных дырок с электронами на нейтральных донорах ($h\text{-D}^0$ рекомбинация). Основной вклад в спектр ТГц излучения дают переходы типа $2P - 1S$ между первым возбуждённым и основным состоянием доноров. Спектр ближкравеой фотолуминесценции исследованного GaN при температуре 5 К показывает отчётливую линию с максимумом при 3.466 эВ, которая соответствует процессу $h\text{-D}^0$ рекомбинации, что свидетельствует в пользу нашей интерпретации обнаруженной ТГц ФЛ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 11-02-00230-а и № 12-02-00455-а), а также ряда специальных программ РАН.

[1] A.V. Andrianov, A.O. Zakhar'in, Yu.L. Ivanov et al. *JETP Lett.*, **91**, 96 (2010).

[2] V.A. Shalygin, L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, V.Yu. Panevin, A.N. Sofronov, G.A. Melentyev, A.V. Antonov, V.I. Gavrilenko, A.V. Andrianov, A.O. Zakharin, S. Suihkonen, P.T. Torma, M. Ali, H. Lipsanen. *J. Appl. Phys.*, **106**, 123 523 (2009).

TERAHERTZ RADIATION UNDER BAND-TO-BAND PHOTOEXCITATION AT n-GaN EPITAXIAL LAYERS

A.V. Bobylev^{1,2,}, A.O. Zahar'in¹, Z. C. Feng³ and A.V. Andrianov¹*

¹ A.F. Ioffe Physical Technical Institute of RAS, Polytechnicheskaya 26,
194021, Saint-Petersburg, Russia

* phone. +7(921)6435052, e-mail: aleksandros.bobcat@gmail.com

² Saint-Petersburg State Polytechnical University, Polytechnicheskaya 29,
195251, Saint-Petersburg, Russia

³ Institute of Material Research and Engineering, Research Link 3, 119260, Singapore

We report on experimental observation of terahertz (THz) radiation from n-doped GaN(Si) epitaxial layers under continuous-wave band-to-band photoexcitation. Properties of the THz emission testify that the emission occurs as a result of capture of non-equilibrium electrons to ionized donors. These ionized donors created in n-type materials under low temperatures due to recombination of non-equilibrium holes with electrons, localized on donor centers.

The $2P - 1S$ transitions between first excited and ground states give the main contribution to the spectrum of THz photoluminescence (THz PL). These transitions are confirmed by maxima at ~ 23 and 26 meV (~ 5.57 and 6.29 THz) at the THz PL spectrum. The spectrum of THz emission demonstrates features which are associated with optical transitions of electrons from conduction band to the ground donor state, and with transitions to the excited donor states.

This work was supported by # 11-02-00230a and # 12-02-00455a RFBR projects.

МАГНЕТИЗМ В РАЗБАВЛЕННОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ (Ga,Cr)N

Н.С. Перов^{1}, А.Ф. Орлов², Е.А. Ганьшина¹, А.С. Семисалова¹*

¹МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Ленинские Горы, 1, стр. 2, 119991, Москва, тел. +7(495)9391847, e-mail: perov@magn.ru;

²«ГИРЕДМЕТ», пер. Большой Толмачевский, 5, стр. 1, 119017, Москва;

Разбавленные полупроводники на основе нитрида галлия в силу их технологической совместимости с существующей на данный момент технологией являются одними из наиболее перспективных кандидатов для создания на их основе устройств полупроводниковой спинтроники. Поэтому поиск и исследование материалов на основе GaN, демонстрирующих магнитное упорядочение при температурах, превышающих комнатную, является особенно актуальной задачей с точки зрения прикладного материаловедения, а также интересной фундаментальной проблемой, требующей дальнейшего развития и на данный момент далекой от своего окончательного решения.

Нами были исследованы магнитные и магнитооптические свойства нитрида галлия GaN, имплантированного хромом Cr [1]. Для изготовления материала (Ga,Cr)N использовалась ионная имплантация. Слой нитрида галлия n-типа на сапфировой подложке подвергался имплантации ионами хрома при температуре 350 °С. В дальнейшем происходила шлифовка верхнего слоя. Образец подвергался также термообработке – краткосрочному вакуумному отжигу. Исследования проводились как до, так и после отжига, что позволило выявить влияние термообработки на магнитные свойства образцов.

Проведенные исследования зависимости магнитного момента от магнитного поля свидетельствуют о наличии ферромагнетизма во всем диапазоне температур вплоть до 400 К, таким образом, температура Кюри полученного материала значительно превышает комнатную. Отметим, что значение намагниченности достигает порядка 25 Гс при комнатной температуре, что является одним из наибольших среди полученных на сегодня значений для нитрида галлия, легированного различными переходными элементами, хотя и не является максимальным [2].

Важно отметить наличие значительной коэрцитивной силы (порядка 120-150 Э), что является важным критерием пригодности магнитного полупроводникового материала для применения в спинтронике.

Данные магнитооптической спектроскопии говорят о наличии сильного магнитооптического отклика в области прозрачности нитрида галлия, а именно в области энергий менее 3,4 эВ. Это свидетельствует о возникновении новых спин-поляризованных состояний в запрещенной зоне. Такое поведение соответствует представлениям об изменении электронной структуры нитрида галлия при легировании хромом. Согласно теоретическим расчетам энергетической структуры GaN:Cr при замещении атомов Ga атомами Cr основное состояние GaN:Cr становится ферромагнитным, а спин-расщепленные 3d состояния атомов Cr попадают в запрещенную зону GaN [3].

Было обнаружено, что проведение термической обработки приводит к незначительному уменьшению коэрцитивной силы. Кроме того, в результате отжига уменьшается поле насыщения, достигая значения порядка 3 кЭ (рис. 1а), что, наряду со снижением коэрцитивности, является следствием снижения количества дефектов в материале, приобретенных в процессе имплантации. При этом важно отметить, что величина магнитного момента после термообработки изменяется незначительно, что является свидетельством того, что наблюдаемый в исследуемом материале ферромагнетизм не связан со структурными дефектами.

Магнитооптические исследования также выявляют значительное изменение свойств материала после отжига – изменяется форма спектров, в частности, для области энергий более 2 эВ эффект возрастает в несколько раз, а также меняет знак (рис. 1б).

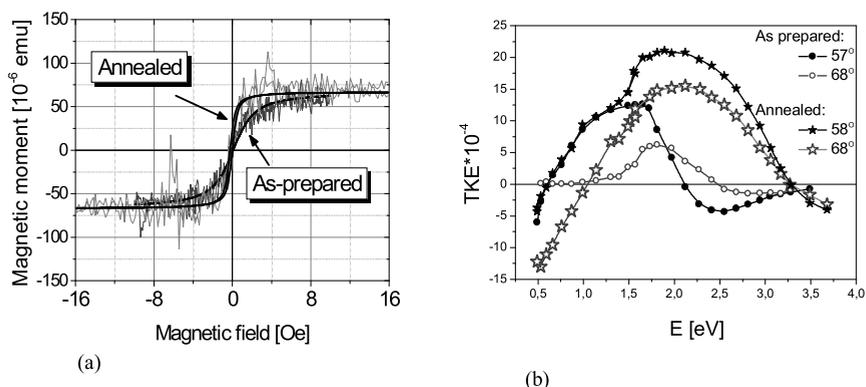


Рис. 1. Петли гистерезиса пленки GaN:Cr при 300 К: до и после отжига (а); Спектры ЭЭК для GaN:Cr при температуре 300 К и различных углах падения света: до и после отжига (b)

На основании этих данных можно предположить, что в процессе отжига происходит уменьшение концентрации дислокаций и перераспределение атомов хрома в решетке нитрида галлия, что, в свою очередь, влияет на магнитные и магнитооптические свойства. В работе обсуждается наличие и механизм собственного (*intrinsic*) высокотемпературного ферромагнетизма в системе (Ga,Cr)N.

Авторы выражают благодарность РФФИ за финансовую поддержку исследований (гранты № 13-02-12200-офм-м и 12-02-31489-мол-а).

- [1] А.Ф. Орлов и др., ФТТ, **54**, 267 (2012).
 [2] R.T. Huang at all, APL, **87**, 202507 (2005).
 [3] G.P. Das at all, arXiv:cond-mat/0208258 (2002).

MAGNETISM OF DILUTED SEMICONDUCTOR (Ga,Cr)N

N.S. Perov^{1*}, A.F. Orlov², E.A. Gan'shina¹, A.S. Semisalova¹

¹Lomonosov MSU, Faculty of Physics, 119991, Moscow,

phone +7(495)9391847, e-mail: perov@magn.ru;

²«Giredmet», 119017, Moscow;

The magnetism of diluted magnetic semiconductor (Ga,Cr)N is studied. The ion implantation was used to produce the chromium-doped GaN samples, the investigation of magnetic and magneto-optical properties was performed at the temperature 50–400 K. We observed the ferromagnetic behavior at the whole studied temperature range with high room-temperature magnetization of 25 G. Spectra of the magneto-optical transversal Kerr effect have revealed a strong magnetic response in the energy range less than 3.0 eV due the appearance of new spin-polarized states in the band gap of GaN upon Cr doping. The coercivity and saturation field have been reduced slightly after the vacuum annealing at the temperature 850 °C which is the consequence of a decrease of radiation defects in the material. The origin of magnetism is discussed.

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ФОТОРАДИОМЕТРИИ СВЕТОДИОДОВ

Д.С. Ловинский

ФГУП «ВНИИОФИ», Озерная ул., д.46, 119361, Москва, тел. +7(916)2253645,

e-mail: lovin_1@mail.ru

В настоящее время в области измерений оптических характеристик светодиодов наблюдается следующая картина:

1) фотометрия светодиодов.

Общемировые применения спорных положений Технического доклада МКО 127 (конкретные параметры усредненной световой интенсивности, рекомендуемые типы интегрирующих сфер и рекомендуемые методы расчета погрешностей) [1,2], применение гониометрического метода пространственных измерений светодиодного излучения при интегральных расчетах значений светового потока и силы света, а также применение стандартных методов и средств фотометрии *теплого* излучения без учета специфики излучения и других свойств светодиодов, - всё это привело к образованию существенных погрешностей (более 10%) при создании средств измерений яркости, освещенности, силы света и светового потока, особенно для пространственно-неизотропных светодиодов (которых - большинство), а также для светодиодов, излучающих не в центральной части видимого диапазона спектра (которых - также большинство).

Это относится ко многим типам импортных и отечественных средств измерений, основанных, в основном, на фотоприемных устройствах, метрологические характеристики которых, при удовлетворительной степени спектрально-светового корригирования для широкоспектральных источников (ламп накаливания и частично "белых" светодиодов) и одновременного её низкого качества для большинства типов узкоспектральных светодиодов, а также недостаточной изотропности излучения, - в большинстве случаев при измерении световых характеристик светодиодов не соответствуют заявленным.

К сожалению (или к счастью?), в настоящее время для большинства применений (системы освещения и визуального представления информации) вышеуказанные точности устраивают нашу деградирующую промышленность.

2) радиометрия светодиодов

Развитие в СССР прецизионных оптико-электронных систем специального назначения привело к созданию системы метрологического обеспечения светодиодной радиометрии (ГОСТ 8.273), в результате которой к концу прошлого века были разработаны не имеющие аналогов в мировой оптической метрологии методы и средства измерений потока излучения, облученности и силы излучения светодиодов в спектральном диапазоне 0,25-1,8 мкм с минимальными значениями полных погрешностей для рабочих средств измерений, достигающими 2% [3,4]. Однако, в настоящее время, потребности в применении указанных прецизионных систем резко сократились, что привело к упадку официальной светодиодной радиометрии в России.

Существующие общеизвестные, применяемые в метрологии теплового излучения, методы измерений радиометрических характеристик излучателей, основанные на спектрально-пространственном компарировании излучения измеряемых источников (в нашем случае - светодиодов) с калиброванными лампами накаливания, на которых, в частности, основаны некоторые иностранные измерительные системы, не позволяют обеспечивать измерение силы и потока излучения светодиодов в спектральном диапазоне вне области 0,4-1,0 мкм с реальными значениями погрешностей менее 10 %, что, однако, в настоящее время также в большинстве случаев устраивает отечественных потребителей.

Тем не менее, пока ещё существуют потребители, которым требуются средства измерений потока и силы излучения светодиодов со значениями полной погрешности не более 5 % и (или) в спектральных диапазонах 0,25-0,5 мкм и 0,8-1,8 мкм. Для таких потребителей в настоящее время автором осуществляется разработка и поставка средств измерений в индивидуальном порядке. Эти средства измерений основаны на отобранных по типу, деградации и индикатрисе излучения и прецизионно-стабилизированных по температуре светодиодных излучателях с нормируемыми оптическими характеристиками и на пространственно-изотропных и спектрально-неселективных в рабочем диапазоне радиометрах.

Выводы.

Общая деградация науки, технологии, промышленности и квалификации в России, отмена обязательности соблюдения ГОСТов и специальной приемки привели к реальному падению точности измерений и, что самое печальное - высоким требованиям к ней - в области светодиодной фоторадиометрии.

Официальная российская система метрологического обеспечения светодиодной фотометрии в настоящее время полностью включена в систему фотометрии теплового излучения и поэтому часто не учитывает реальную специфику оптических и иных свойств светодиодов.

Официальная российская система метрологического обеспечения светодиодной радиометрии практически разрушена. Несколько лет назад были проведены неуспешные попытки привязки её к метрологической системе теплового излучения. В настоящее время принято решение о её привязке к метрологической системе на основе *синхротронного* излучения, что является полным нонсенсом, не существующим нигде в мире, и последствия этого в виде получения неприемлемо больших погрешностей для специалистов абсолютно очевидны.

Все эти события приводят к тому, что в настоящее время всё большее количество потребителей вынуждено применять в метрологической практике несертифицированные измерители оптических характеристик светодиодного излучения собственной разработки или иностранного производства, т.к. отечественные качественные стандартизованные средства измерений просто отсутствуют. Однако при этом, часто недостаточно квалифицированные потребители оперируют с неспециализированными приборами, реальные значения погрешностей которых в каждом конкретном случае им не известны и могут существенно превосходить 10 %, к тому же, применения таких измерителей допустимы лишь для ограниченных диапазонов значений светодиодных параметров.

[1] Л.С. Ловинский. Светотехника, 1999, № 3, с. 18-20.

[2] L.S. Lovinsky. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, October, 2002, Vol.51, No.5, p.1097-1101.

[3] L.S. Lovinsky. Proceedings of SPIE. Vol. 4018, 1999, p. 60-62.

[4] Л.С. Ловинский. Измерительная техника, № 3, 1999, с.31-35.

THE CURRENT STATUS OF LED PHOTORADIOMETRY.

L.S. Lovinsky

VNIIOFI, Ozernaya str., 46, 119361, Moscow, phone. +7(916)2253645,

e-mail: lovin_1@mail.ru

The overall degradation of science, technology and industry in Russia, the abolition of mandatory compliance with state standards and special acceptance, - led to a real drop in accuracy and, what is more painful - high demand for it in the field of LED photoradiometry.

Official Russian system of measurement assurance LED photometry is now fully included in the system of photometry of thermal radiation and often ignores the real specifics of optical and other properties of the LEDs.

Official Russian system of measurement assurance LED radiometry virtually destroyed. Currently, the decision on its binding to the metrological system based on synchrotron radiation, which is a complete nonsense, and the consequences in the form of receiving unacceptably large errors for specialists is obvious.

СРАВНЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ, ОПТИЧЕСКИХ И ТЕПЛОВЫХ СВОЙСТВ МОЩНЫХ AlInGaN СВЕТОДИОДНЫХ КРИСТАЛЛОВ ВЕРТИКАЛЬНОЙ И ФЛИП-ЧИП КОНСТРУКЦИЙ

Д.К. Марков¹, И.П. Смирнова¹, А.С. Павлюченко¹, М.В. Кукушкин², А.Е. Черняков³.

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, Россия
+7(812)2927369, l.markov@mail.ioffe.ru

²ООО «НТС Инновации» 194223 Санкт-Петербург, Россия

³Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур Российской Академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

Одним из важных факторов, влияющих на эффективность и надёжность работы мощных светодиодов на основе гетероструктур AlInGaN, является неоднородность растекания электрического тока в активной области и, как следствие, неоднородность температурных полей в светодиоде кристалле [1,2]. С этой точки зрения оптимальными являются конструкции вертикального и флип-чип светодиодных кристаллов, обеспечивающих наилучший тепловой контакт гетероструктуры с платой-носителем, в отличие от face-up кристаллов, в которых гетероструктура отделена от теплоотвода сапфировой подложкой [3,4,5].

В данной работе проведена оценка свето-, токо- и теплораспределения в светодиоде кристаллах вертикальной и флип-чип конструкций. Светодиодные гетероструктуры AlInGaN с пятью квантовыми ямами InGaN в активной области были выращены методом металлорганической газофазной эпитаксии. На их основе были изготовлены светодиодные кристаллы вертикальной и флип-чип конструкции с одинаковой площадью р-контакта – 1 мм²; монтируемые с помощью пайки на одинаковые по толщине кремниевые платы-носители. Р-контакт на основе плёнки ITO/Ag кристаллов обеих конструкций наносился методом электронно-лучевого напыления, меза-структура флип-чип кристаллов формировалась реактивным ионным травлением в хлорсодержащей плазме. Кристаллы вертикальной конструкции были изготовлены методом лазерного отделения сапфировой подложки (lift-off). Для корректного сравнения сапфировая подложка флип-чип кристаллов была также удалена [6].

В изготовленных кристаллах исследовалось распределение излучения с поверхности кристалла собственной эмиссии в синей области видимого спектра и теплового излучения в инфракрасном диапазоне длин волн 2,5-3,1 мкм [7]. Показано (Рис. 1), что для кристаллов обеих конструкций при больших уровнях возбуждения ($J \sim 100 \text{ A/cm}^2$) наблюдается повышенная интенсивность излучения вблизи п-контактов, обусловленная известным эффектом «шнурования» тока (current crowding). В то же время, оценка локального перегрева участков кристаллов вблизи п-контактов, полученная из распределения излучения ИК-излучения, свидетельствует о повышении температуры в случае флип-чип светодиода кристалла, в сравнении с кристаллом вертикальной конструкции. Такое различие объясняется отсутствием теплового контакта с платой-носителем вблизи стенок мезы флип-чип кристаллов, в то время как в кристалле вертикальной конструкции тепловой контакт с платой-носителем обеспечивается по всей тыльной (монтажной) поверхности кристалла.

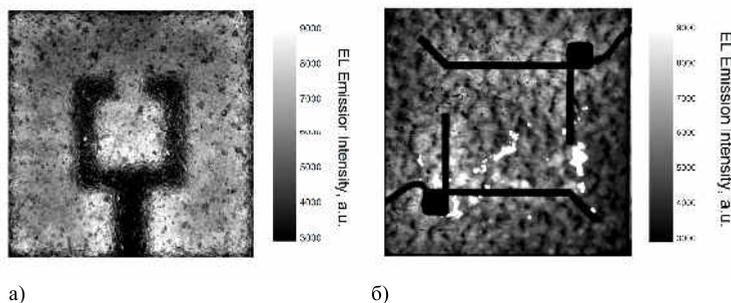


Рис. 1. Распределения интенсивности излучения с поверхности кристалла собственной эмиссии в синей области видимого спектра.

(а) – флип-чип кристалл, (б) – кристалл вертикальной конструкции

Измеренные методом релаксации прямого напряжения с помощью стандартного T3Ster-оборудования [8] полные тепловые сопротивления между р-п переходом и верхней плоскостью кремниевой платы-носителя для вертикальной и флип-чип конструкции кристаллов дали приблизительно одинаковые результаты $R_{th} \sim 1$ К/Вт, при том, что общая площадь флип-чип кристалла превышает площадь вертикального кристалла в 1,4 раза.

Таким образом, поскольку локальный перегрев ведет к снижению внешней квантовой эффективности светодиодов и способствует их ускоренной деградации, результаты данной работы свидетельствуют об определенных преимуществах кристаллов вертикальной конструкции по сравнению с флип-чип кристаллами в силу более однородного температурного распределения. Работа поддержана Программой фундаментальных исследований Президиума РАН № 24.

- [1] V.K. Malyutenko, O.Yu. Malyutenko, A.V. Zinovchuk, A.L. Zakheim, D.A. Zakheim, I.P. Smirnova, S.A. Gurevich. Proc.of SPIE 5941, 59411K-1 (2005).
- [2] A. E. Chernyakov, K. A. Bulashevich, S. Yu. Karpov, and A. L. Zakheim.. Phys. Status Solidi A, 1–4 (2013)
- [3] Jun Ho Son and Jong-Lam Lee. Proc. SPIE 7939, 79391D (2011).
- [4] Sunjung Kim. Applied Surface Science 256, 4157 (2010).
- [5] Д.А.Закгейм, И.П.Смирнова, И.В.Рожанский, С.А.Гуревич, М.М.Кулагина, Е.М.Аракчеева, Г.А.Онушкин, А.Л.Закгейм, Е.Д.Васильева, Г.В.Иткинсон. ФТП, 39, 885 (2005).
- [6] И.П.Смирнова, Л.К.Марков, Д.А.Закгейм, Е.М.Аракчеева, М.Р.Рымалис. ФТП 40, 1397 (2006).
- [7] А.Л. Закгейм, Г.Л. Курышев, М.Н. Мизеров, В.Г. Половинкин, И.В.Рожанский, А.Е. Черняков. ФТП, том 44, вып. 3 (2010),
- [8] H.Pape, D.Schweitzer, L.Chen, R.Kutscherauer, M.Walder. Microelectron. Reliability. 2012. Vol. 52, No. 7. P. 1272–1278.

COMPARISON OF ELECTRICAL, OPTICAL, AND THERMAL PERFORMANCE OF AlGaInN HIGH POWER LED CHIPS OF VERTICAL AND FLIP-CHIP DESIGN

L.K. Markov¹, I.P. Smirnova¹, A.S. Pavluchenko¹, M.V. Kukushkin², A.E. Chernyakov³

¹A.F. Ioffe Physico-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia
+7(812)2927369, lmarkov@mail.ioffe.ru

²NTL Innovation LLC, 194223 St. Petersburg, Russia

³Submicron Heterostructures for Microelectronics, Research and Engineering Center of the Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia

AlGaInN vertical and flip-chip LED chips are compared in the view of a current spreading behavior in the active region, local temperature distributions, and chip thermal resistance. AlGaInN LED chips of vertical design with a use of silicon as a submount and flip-chip LED chips with the removed sapphire substrate also placed on the silicon submount have been fabricated. The active regions of both chips were equal and made about 1 mm². It is shown that the chip surface emission in the visible range as well as the local temperature distribution evaluated by radiation in the infrared range are more uniform for the vertical chips. Heat sink of the flip-chip LED chips is insufficient in the vicinity of n-contact, where a good thermal contact with the submount is absent. As a result, the total thermal resistances between p-n junction and silicon submount of the LED chips of vertical design as well as of flip-chip design were approximately 1 K/W. In this case, the total area of the flip-chip LED chip was 1.4 times higher than that of the vertical chip.

ИССЛЕДОВАНИЯ ДЕГРАДАЦИИ ПАРАМЕТРОВ ГЕТЕРОСТРУКТУР InGaN НА ПОДЛОЖКАХ ИЗ РАЗЛИЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ В ТЕЧЕНИЕ 50 000 Ч. И СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ С ПРОГНОЗОМ НА СТАДИИ НАРАБОТКИ ДО 2000 Ч

С.Г. Никифоров¹, А.Л. Архипов¹

¹ООО «АРХИЛАЙТ», 115114, г. Москва, Павелецкая наб., д.2.,офис 210, т. 8(495) 773 11 57 e-mail: sgnikiforov@arhilight.ru

В работе приведены результаты исследований комплекса характеристик полупроводниковых излучающих кристаллов на основе InGaN от ведущих производителей при различных плотностях тока, полученные в режиме непрерывной наработки в течение 6-7 лет. Материал основан на долгосрочном эксперименте по изучению деградационных явлений в полупроводниковых излучающих гетероструктурах, начавшемся в 2005г.

Для эксперимента по изучению деградации были выбраны наиболее известные кристаллы фирмы Cree - MBright™ и EZR™, выращенные на подложках SiC, и имеющие один омический контакт для подсоединения контактного проводника, а также кристаллы Epistar на сапфировых подложках. Каждая группа кристаллов различных ранков содержала от 10 до 30 образцов с близкими начальными характеристиками. Заведомо были выбраны ранки с различными доминирующими длинами волн в диапазоне 460 – 505 нм и на различных подложках, относящиеся, однако к одному типу материалов эпитаксиальных структур, отличающихся преимущественно только содержанием индия в активном слое. Это было сделано для удобства сравнения поведения параметров кристаллов с наработкой не только различных производителей, но и выяснения степени влияния материала подложки на деградационные характеристики. Следует отметить, что в исследовании применялся особый тип посадки кристаллов на специальный держатель, позволяющий использовать данные кристаллы с повышенной плотностью тока (до 130 А/см²) при наработке, что также было предметом изучения.

Полученные параметры представлены в таблице 1. Можно заметить, что все образцы имеют различное значение результирующего изменения светового потока и максимальной силы света. Это является показателем не только самого деградационного процесса светового потока, но и значительного его перераспределения по пространственной диаграмме излучения в процессе наработки. Причём не имеет значения, каков градиент взаимного изменения (у кристалла Epistar он имеет противоположный знак: сила света изменилась больше, чем поток). Показатели деградации энергетических характеристик излучения у всех образцов находятся в зависимости от плотности тока, а их значения свидетельствуют о высоком качестве выращенных гетероструктур. Можно сделать вывод о том, что, несмотря на увеличенную плотность тока (рекомендация производителя – вдвое меньше), излучающие кристаллы потеряли около четверти светового потока почти за 5 лет непрерывной работы, что, по мнению производителей, и по теоретическим прогнозам является нормальной величиной. В то время как если бы плотность тока была штатной при таком же теплоотводе, показатели деградации были бы существенно ниже.

Таблица 1.

Результаты исследований параметров излучающих кристаллов на основе InGaN при непрерывной наработке в течение 4-5 лет.

Тип кристалла	CREE EZR-27 C460EZR260-0127				CREE MB-10 C470MB290-0209				Epistar ES-CEBHV13			
	до наработки	35 000ч.	изменение	единица	до наработки	40 000ч.	изменение	единица	до наработки	41 000ч.	изменение	единица
Длина волны доминирующая, nm		461,4			466,94					503,6		
Полуширина спектра, nm		19,5			24,5					27		
Мощность излучения, W	0,031				0,01				0,009			
Световой поток, lm	1,51	1,39	-7,46	%	0,63	0,48	-23,81	%	2,59	1,97	-24,13	%
Сила света максимальная, cd	0,47	0,46	-3,95	%	0,11	0,10	-8,39	%	5,18	3,51	-32,20	%
Плотность тока, А/см ²		39,14			64,00					44,44		
Потребляемый ток, А	0,04	0,04			0,04	0,04			0,04	0,04		
Прямое напряжение, V	3,229	3,201	-0,028	V	3,613	3,672	0,059	V	3,521	3,572	0,051	V
Потребляемая мощность, W	0,129	0,128	-0,001	W	0,145	0,147	0,002	W	0,141	0,143	0,002	W
Световая эффективность, lm/W	11,66	10,88	-6,65	%	4,36	3,27	-25,03	%	18,42	13,77	-25,21	%

Некоторые примеры применения методов прогнозирования изменения светового потока во времени на срок до 100 000ч. представлены на примере результатов исследования аналогичных кристаллов с ещё большей плотностью тока в течение не менее 50 000ч. Для этого следует перейти к таблице 2. По представленным результатам, можно заметить, что изменение светового потока оказалось таким же, как и у предыдущих образцов с вдвое меньшей плотностью тока. Лишь существенно увеличилось его перераспределение по диаграмме излучения, о чём свидетельствует значительно большее уменьшение максимальной силы света.

Таблица 2.

Результаты исследований параметров излучающих кристаллов на основе InGaN при непрерывной наработке в течение не менее 6 лет (50 000ч.) с повышенной плотностью тока.

Тип кристалла	CREE MB-8 C460MB290-0207				CREE MB-10 C470MB290-0206			
	до наработки	50 000ч.	изменение	единица	до наработки	50 000ч.	изменение	единица
Длина волны доминирующая, nm	460,37	461,68	1,31	nm	468,88	469,59	0,70	nm
Полуширина спектра, nm	26,50	29,00	2,50	nm	26,00	27,00	1,00	nm
Мощность излучения, W	0,012				0,015			
Световой поток, lm	0,61	0,45	-25,30	%	1,14	0,90	-20,72	%
Сила света максимальная, cd	3,73	1,61	-56,97	%	7,88	3,30	-58,13	%
Плотность тока, A/cm ²	128				128			
Потребляемый ток, A	0,08	0,08			0,08	0,08		
Прямое напряжение, V	4,311	4,864	0,553	V	5,455	5,970	0,515	V
Потребляемая мощность, W	0,345	0,389	0,044	W	0,436	0,478	0,041	W
Световая эффективность, lm/W	1,76	1,16	-33,79	%	2,60	1,88	-27,56	%

Такой подход к анализу результатов позволяет достоверно выявить причины появления изменения указанного параметра, которые оказываются привязанными к геометрии светодиода или отдельного кристалла. Однако особый интерес представляет не констатация факта изменения того или иного параметра, а возможность спрогнозировать его ещё в самом начале эксплуатации. Поэтому результаты исследований изменения характеристик светодиодов во времени используются для разработки методов производственного контроля продукции на предмет прогноза потенциальной степени деградации параметров. Однако наибольшая точность, как и предполагалось (рисунок 1), соответствует зависимостям с самым большим сроком использованных данных, что, не снижает эффективности других расчётных зависимостей, достоверность которых незначительно меньше, зато у них есть самое важное достоинство – ранний срок определения прогноза.

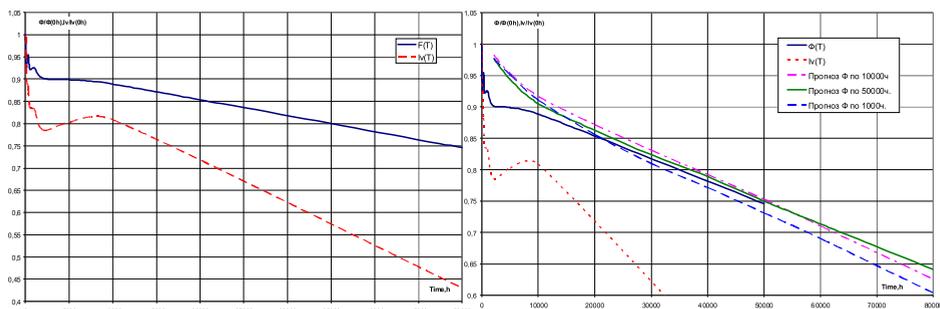


Рисунок 1. а) - Деградиционная характеристика светового потока группы кристаллов CREE MB-8 C460MB290-0207, приведённых в таблице 2. б) - наложенные на неё теоретические расчётные кривые по результатам измерений светового потока за различный период наработки.

Одним из важных итогов полученных результатов эксперимента может стать вывод о подтверждении предположения независимости хода деградиционных характеристик излучающих структур от материала подложки, на которой они выращены при преобладающем влиянии состава материала самой гетероструктуры. Также стоит отметить высокую степень соответствия полученных результатов результатам моделирования поведения таких характеристик на основе данных по первым 1000 – 3000 часов наработки.

RESEARCHES OF DEGRADATION PARAMETERS OF InGaN HETEROSTRUCTURES ON SUBSTRATES FROM VARIOUS MATERIALS DURING 50 000 h AND COMPARISON OF RESULTS WITH THE FORECAST FOR OPERATING TIME STAGES TO 2000h.

S.G. Nikiforov¹ A.L. Arkhipov¹

¹ «ARHLIGHT» Ltd, 115114, Moscow, Paveletskaya emb., 2, of. 210, ph. 8(495) 773 11 57 e-mail:

sgnikiforov@arhlight.ru

Results of researches of a complex semiconductor structure radiating characteristics are given in work on the basis of InGaN at the various density of the current, received in a mode of a continuous operating time within 6-7 years.

МОЩНЫЙ СВЕТОДИОДНЫЙ СПЕКТРАЛЬНО-УПРАВЛЯЕМЫЙ ИСТОЧНИК ДЛЯ ФИТОТРОННЫХ МОДУЛЕЙ

А.В.Аладов¹, А.Л.Закгейм¹, М.Н.Мизеров¹, И.Н.Черноусов²

¹ Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур РАН, Россия, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая ул. 26, *e-mail: aaladov@mail.ioffe.ru

² ГНУ Агрофизический НИИ Россельхозакадемии, Санкт-Петербург, 195220, Гражданский просп., д. 14

Использование высокомошных светодиодных излучателей с определенными спектральными характеристиками вызывает все больший интерес для выращивания растений в условиях искусственного освещения, позволяя решать одновременно задачи снижения энергопотребления и ускорения процессов созревания [1,2]. Наиболее остро проблема выращивания растениеводческой продукции стоит в регионах с неблагоприятными природно-климатическими условиями и труднодоступных для транспортного обеспечения мест. Эту проблему призваны решить фитотронные модули с оптимизируемой средой обитания, и одной из главных задач в этом случае является управление световой средой по заданному алгоритму с целью повышения эффективности производственного процесса растений, обусловленного фотосинтезом и фоторегуляцией на разных этапах развития [3]. Спектры излучения современных мощных светодиодов хорошо соответствуют основным спектральным полосам поглощения хлорофиллов (а, b) и β -каротина, отвечающих за первичные фотофизические и фотохимические процессы фотосинтеза и фитохрома.

Проведенные спектральные исследования листьев растений показывают пики поглощения, характерные для упомянутых выше веществ, участвующих в фотосинтезе.

В качестве элементной базы для создания спектрально-управляемого источника света использовались светодиоды с длинами волн в максимуме 460 нм (вторая полоса поглощения хлорофилла в и β -каротина), 530 нм (первая полоса поглощения β -каротина), 630 нм (первая полоса поглощения хлорофилла а), 660 нм (первая полоса поглощения хлорофилла в), 740 нм (регулирование совместно с 660 нм суточного цикла фотосинтеза и целого ряда других процессов) - рис.1.

Конструктивно управляемый источник света объединяет в одном корпусе собственно излучатели на эффективном теплоотводе и схему питания, включающую платы процессора, драйверов, блока питания и радиоканала обмена данными с управляющим компьютером [4]. Соответствующий интерфейс позволяет контролировать спектральные и яркостные параметры и изменять их во времени по заданному алгоритму, а также отображать в специальном окне дисплея. Для поддержания стабильности цветовых параметров в широком диапазоне интенсивностей использовался метод широтно-импульсной модуляции по току. Выходная оптическая мощность источника составила до 15Вт при габаритных размерах 220x50x40мм.

Важным элементом конструкции полупроводникового источника света является выходная оптическая система для формирования однородной по интенсивности освещенности. В настоящее время проводится экспериментальная оценка эффективности рассмотренного светодиодного спектрально-управляемого источника света в условиях фитотронного модуля.

- [1] G.Tamulaitis, P.Duchovskis, Z.Bliznikas, K.Breive, R.Ulinskait, A.Brazaityte, A.Novickovas, A.Zukauskas. J. Phys. D: Appl. Phys. 38 (2005) 3182–3187
- [2] M. Wright. LEDs magazine. – 2011. – April/May. – P. 51.
- [3] И.Н.Черноусов. Физическое моделирование световой среды растений в регулируемой агроэкосистеме.//в кн."Регулируемая агроэкосистема в растениеводстве и экофизиологии". - СПб.: Изд-во ПИЯФ РАН,2007.-С.43-53.
- [4] А.В.Аладов, С.Б.Бирючинский, М.В.Дубина, А.Л.Закгейм, М.Н.Мизеров. Светотехника. - 2012. - №2. - С.13-18.

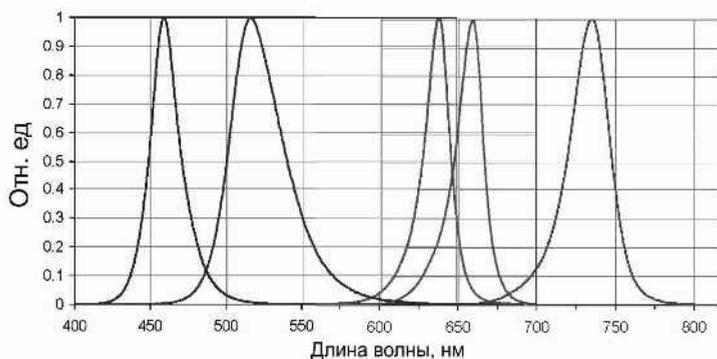


Рис.1 Спектральные составляющие светодиодного излучателя фитотронного модуля.

HIGH-POWER LED SPECTRAL-CONTROLLED LIGHT SOURCES FOR PHYTOHRON MODULES

*A.V. Aladov^{*1}, A.L. Zakgeim¹, M.N. Mizerov¹, I.N. Chernousov²*

¹Submicron Heterostructures for Microelectronics Research & Engineering Center, RAS, Polytechnicheskaya 26, 194021, St.Petersburg, *e-mail: e-mail: aaladov@mail.ioffe.ru

²Agrophysical Institute of Russian Agricultural Academy, Grazhdansky 14, 195220, St.Petersburg

We describe block-scheme, design and functional parameters of dynamically spectral-controlled high-power polychrome light source invented for use in phytotron modules. The data on the radiation fluxes in different spectral bands and optical properties of some leaves will be presented.

ПОЛИХРОМНЫЕ СВЕТОДИОДНЫЕ МОДУЛИ В КАЧЕСТВЕ СТАНДАРТНЫХ ИСТОЧНИКОВ СВЕТА

Э.М. Гутцайт^{1*}, А.Л. Закгейм², Л.М. Коган³, В.Э. Маслов⁴, Н.П. Социн⁵

¹НИУ «МЭИ», Красноказарменная ул., 13, 111250, Москва, тел. +7(495)4337551,

e-mail: edgut@migmail.ru;

²НТЦ микроэлектроники РАН, ул. Политехническая, 26, 194021, Санкт-Петербург;

³ООО «НПЦ ОЭП «ОПТЭЛ», Щербаковская ул., 53, 105187, Москва, e-mail: levkogon@mail.ru;

⁴ООО «ЛЕДРУ» ул. Матросская тишина, 23, стр.1, 107076, Москва, e-mail: info@ledru.ru;

⁵ООО «НПК «Люминофор», Заводской проезд, 2, 141190, Фрязино;

Эффективность светодиодов (СД), используемых для общего освещения, продолжает нарастать. Рекордсменом по разработкам белых СД является американская компания CREE, которая регулярно сообщает о новых достижениях [1]. Так, в 2010 г. было получено 208 лм/Вт, в 2011 г. – 231 лм/Вт, в 2012 г. – 254 лм/Вт и в 2013 г. – 276 лм/Вт. При этом из года в год не приводятся световые характеристики этих лабораторных образцов, кроме данных о номинальном токе (350 мА) и цветовой температуре (ССТ=4400 К). Но по этим сведениям можно предположить, что СД содержат синие кристаллы с жёлтыми люминофорами и их спектры имеют типичный вид, показанный на рис.1.а. Известно, что приведенный спектр излучения не обеспечивает качественную цветопередачу (индекс цветопередачи Ra=60-70) и, как широко обсуждается в последнее время [2,3], несет в себе опасность подавления концентрации мелатонина в крови за счет биологически активной синей составляющей излучения с $\lambda_{\text{max}}=460$ нм, т.е. представляет так называемую «синюю опасность».

Кроме спектров СД, на рис.1 приведены спектры стандартного источника света (СИС) типа абсолютно чёрного тела (АЧТ) при цветовых температурах, соответствующих этим СД.

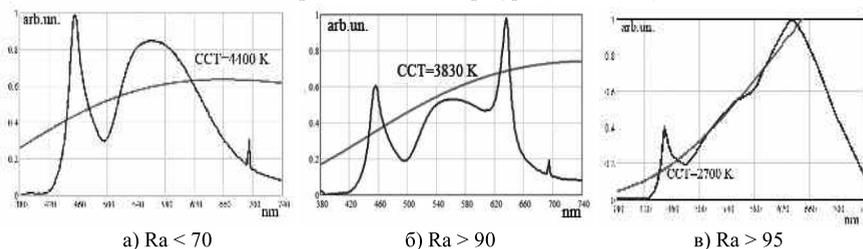


Рис.1. Спектры трёх СД в сравнении со спектральными характеристиками АЧТ.

Для улучшения цветопередачи белого СД со спектром, представленным на рис.1,а, в ряде работ, например в [4-6], предлагается добавить красный кристалл и тогда спектр светодиодного модуля (СДМ) станет таким, как показано на рис.1,б. А это потенциально может вызвать «красную опасность», аналогичную инфракрасной [7].

Поэтому представляет интерес рассмотрение СДМ без резких выбросов в спектрах и таких, которые обеспечивают спектральные характеристики, близкие к спектрам СИС. Примером безопасного СД является лампа компании Philips Lumileds типа LXW9. Спектр LXW9, представленный на рис.1,в, близок к спектру АЧТ при ССТ = 2700 К и обеспечивает Ra = 96. Как удалось получить такой спектр в [8] не сообщается, но вполне очевидно, что спектры СИС могут быть смоделированы набором монохромных СД или их комбинациями с люминофорами так, чтобы суммарные спектры возможно более полно соответствовали спектрам СИС.

В докладе приводятся результаты моделирования спектров СИС достаточным количеством СД и в качестве критерия использовано значение $Ra > 95$. При этом обращается внимание на особенности моделирования спектров различных СИС. Так, при использовании монохромных СД с узкими спектрами для моделирования спектра АЧТ при ССТ = 3300 К необходимо взять 14 СД для получения Ra = 98. Однако этого количества СД не хватает для качественного моделирования спектра СИС типа D65. В этом случае для получения $Ra > 95$ необходимо использовать 20 СД.

Далее показано, что количество СД может быть существенно уменьшено при использовании СД с люминоформным преобразованием излучения. Для этого были использованы четыре СД, разработанные в НПЦ «ОПТЭЛ» совместно с НПК «Люминофор» [9]. Отличительной особенностью этих СД является то, что они имеют широкие спектры за счёт использования специальных люминофоров,

возбуждаемых фиолетовым излучающим кристаллом на основе гетероструктуры InGaAlN. На рис.2 первый максимум этих 4-х спектров, соответствующий $\lambda_{\text{макс0}} = 403$ нм, определяется фиолетовым излучением полупроводниковой структуры, которое возбуждает люминофоры с максимумами излучений на $\lambda_{\text{макс1}}=455$, $\lambda_{\text{макс2}}=540$, $\lambda_{\text{макс3}}=580$ и $\lambda_{\text{макс4}}=625$ нм. Применение 4-х СД при моделировании спектра АЧТ обеспечивает $R_a=88$, а при моделировании спектра D65 значение R_a не превышает 70. Однако добавление двух обычных СД с $\lambda_{\text{макс}}$ при 420 и 670 нм (спектры 5 и 6 на рис.2) позволяет увеличить R_a до 95 и 93.

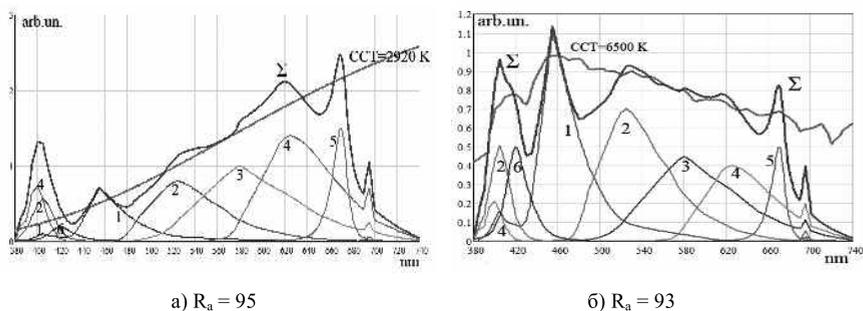


Рис.2. Моделирование 4+2 спектрами СДМ АЧТ при CCT=2920 К (а) и D65 (б).

В заключение отметим, что рассмотренные СДМ, разумеется, являются более сложными и дорогими источниками света по сравнению с широко распространенными на сегодня приборами. Однако их приближение к СИС, как к идеальным источникам света, с точки зрения биологической безопасности и качества освещения не оставляет сомнения в целесообразности предлагаемых СДМ. Указанный подход также может быть использован для создания универсальных и долговечных, перестраиваемых на любые цветные температуры имитаторов СИС для метрологических применений.

- [1] Сайт компании CREE [электрон. ресурс] URL: WWW.CREE.COM (дата общ. 25.02.2013 г.).
 [2] Зак П.П., Островский М.А. Светотехника, 2012, №3, С.4.
 [3] Закгейм А.Л. Светотехника, 2012, №6, С.12.
 [4] Shur, M., Zukauskas, A. Proceedings of the IEEE, vol. 93, No. 10, October 2005, P.1691.
 [5] He, G., Yan, H. // Optics Express, 2011, Vol.19, No 3, P. 2519.
 [6] Гальчина Н.А., Гутцайт Э.М., Дворников Е.А., Коган Л.М., Социн Н.П., Туркин А.Н., Юнович А.Э. Светотехника, 2013, №1, С.32.
 [7] Светодиоды и их применение для освещения. Под ред. Айзенберга Ю.Б., М., Знак, 2012, 280 с.
 [8] LUXEON Rebel ES Datasheet DS61, 2011.05.11, p.34.
 [9] Большухин В.А., Гальчина Н.А., Коган Л.М., Портнягин Ю.А., Социн Н.П. Светотехника. 2012, №5, С.12.

MULTICOLORED LED MODULES AS STANDARD LIGHTS

E.M. Gutzeit¹, A.L. Zakgeim², L.M. Kogan³, V.E. Maslov⁴, N.P. Soschin⁵

¹NIU "MEI", Moscow, Russia; e-mail: edgut@bk.ru

²SHM R&E Center, RAS, St. Petersburg, Russia;

³"NPC OEP "OPTEL", Moscow, Russia,

⁴LLC "LEDRU", Moscow, Russia;

⁵FSP NPK "Phosphor" Fryazino, Moscow reg., Russia

The possibilities of modeling standard light sources by LEDs in the visible wavelength range are discussed. The results are given for calculated color parameters of LED modules containing LEDs with different spectra. Standard light sources with color temperatures above and below 5000 K were simulated. A comparison is given for modules obtained from monochrome LEDs based on $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ and $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})\text{In}_{1-y}\text{P}$ structures and from violet emitting InGaAlN LEDs coated by various phosphors.

LIGHT POINT SOURCE FOR UV APPLICATION

V. Abrosimova^{2,4}, B. Kloth², S. Einfeld¹, D. Matthesius², E. Pertzsch², N. Lobo-Ploch³, M. Kneissl³, and M. Weyers¹

¹Ferdinand-Braun-Institut, Leibniz-Institut für Höchstfrequenztechnik, Gustav-Kirchhoff-Str. 4, D-12489 Berlin, Germany,

²JENOPTIK Polymer Systems GmbH, Köpenicker Str. 325b, D-12555 Berlin, Germany,

³Institut of Solid State Physics, Technische Universität Berlin, Hardenbergstr. 36, D-10623 Berlin,

⁴on leave IPMT RAS, Institutskaja Ul. 6,142432 Chernogolovka, RF,

*e-mail: bernd.kloth@jenoptik.com

Light emitting diodes (LEDs) have been developed for several decades. They provide long life times and a high radiation efficiency from UV to infrared spectral range for many different applications. Mass production LED packages with standard LED chips inside have achieved a very high power and reliability levels. However, for some applications such as fluorescence measurements of medical and biological objects, fiberoptic applications, encoders and other special sensor applications standard LEDs are not the best choice. For those cases LED point source (PS) chips rather than standard chips are favoured since they have a small and well-defined emitting area with diameters between 20 μm and 200 μm (Fig. 1) allowing focusing the emitted light easily. Figure 2 shows a typical electroluminescence spectrum of a 362 nm LED PS as investigated in this work.

LED PSs can produce an intensive radiation spot with very narrow viewing angles using optimized collimation optics. In order to realize efficient LED PSs for UV applications (with peak wavelength at about 360 nm) we used GaN multiple-quantum-well (MQW) heterostructures grown on sapphire substrates and developed an appropriate chip layout and chip processing technology. We investigated the influence of electrical contacts including transparent ITO layers, insulation and anti-reflection layers on the main parameters of the devices like radiation intensity, I – V characteristics, far-field radiation characteristic and long time intensity degradation.

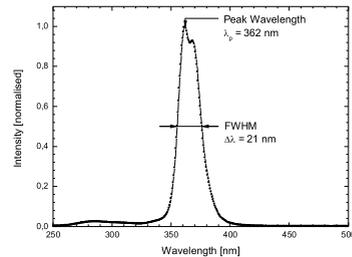
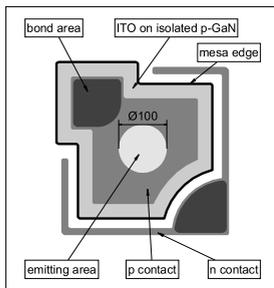


Fig.1: Lateral structure of the UV LED point source

Fig.2: Spectrum of a 362 nm LED point source

This work has been supported by the German Federal Ministry of Education and Research (BMBF) in the Innovative regional growth core “Berlin WideBaSe” (grant Nos. 03WKBT04A-D).

ТОЧЕЧНЫЙ ИСТОЧНИК СВЕТА ДЛЯ УФ ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН

В. Абросимова^{2,4}, *С. Аинфельд*¹, *Б. Клот*², *М. Кнайсль*¹, *Н. Лобо-Плох*³, *Д. Матезиус*², *Э. Петч*²
*и М. Вайерс*¹

¹ Институт техники сверхвысоких частот им. Фердинанда Брауна, Берлин

² Йеноптик полимер системс ООО, Берлин

³ Институт физики твердого тела, ТУ Берлин

⁴ ИПТМ РАН, Черногловка

*e-mail: bernd.kloth@jenoptik.com

Светодиоды уже давно используются в качестве источников света. Продолжительность их службы велика, высокая эффективность излучения в диапазоне длин волн от УФ до ИК способствует их применению в самых разных областях науки и техники. Однако в тех случаях, когда требуется проведение флюоресцентного анализа медицинских и биологических объектов, в волоконной оптике, в считывающих штрих код устройствах, стандартные светодиоды уже не соответствуют требованиям времени. В подобных случаях применяют так называемые точечные источники света, то есть, светодиоды, вертикальная конструкция которых аналогична стандартной, но имеющие малую апертуру порядка 20 - 200 мкм, узкий угол обзора и хорошо сфокусированное излучение. Принципиальная конструкция и типичный спектр электролюминесценции изготовленного нами точечного источника света, предназначенного для использования в УФ диапазоне длин волн, приведены на рис. 1 и рис. 2.

В работе представлена концепция конструкции точечного источника света на основе GaN MQW гетероструктур, предназначенного для работы в УФ диапазоне, с максимумом излучения на длине волны 362 нм. Исследовано влияние различных технологических параметров и фокусирующей оптики на характеристики изготовленных приборов и процесс их деградации.

СИНЕ-ЗЕЛЕННЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ МИКРО-КОНВЕРТЕРЫ С ВЫХОДНОЙ ИМПУЛЬСНОЙ МОЩНОСТЬЮ ИЗЛУЧЕНИЯ БОЛЕЕ 1 ВТ

А. Г. Войнилович¹, Е. В. Луценко^{1}, Г. П. Яблонский¹, С. В. Сорокин², И. В. Седова²,
С. В. Гронин², Г. В. Климко², С. В. Иванов²*

¹Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси. Пр. Независимости, 68, 220072, г. Минск, Беларусь. тел. +(375)172840419, e-mail: e.lutsenko@ifanbel.bas-net.by;

²Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук. Ул. Политехническая, 26, 194021, г. Санкт-Петербург, Россия

Несмотря на создание коммерческих InGaN лазерных диодов (ЛД) на зеленую область спектра $\lambda \sim 520$ нм, продвижение этих лазеров в желто-зеленую область спектра осложнено быстрым увеличением порога генерации и уменьшением их надежности с увеличением концентрации индия в активной области. В то же время оптически накачиваемые лазеры на основе квантовых ям и точек ZnCdSe/ZnSe могут эффективно излучать в желто-зеленом диапазоне спектра [1]. Низкий порог генерации таких гетероструктур позволяет создавать микроконвертеры, в которых для накачки активной гетероструктуры используется излучение лазерных диодов на основе InGaN, излучающих в диапазоне 400-450 нм [2]. Перспективность такого рода устройств обусловлена возможностью серийного производства активных элементов такого конвертера для желто-зеленого диапазона спектра, а также заметным снижением стоимости InGaN лазерных диодов, промышленно выпускаемых для “Blu-ray” дисков ($\lambda \sim 405$ нм) и DLP проекторов ($\lambda \sim 445$ нм). В настоящей работе сообщается о создании микро-конвертера на основе ZnCdSe/ZnSe квантовой ямы с рекордным значением импульсной выходной мощности более 1 Вт.

Лазерная гетероструктура была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке GaAs (001). Активная область включает квантовую яму ZnCdSe, расположенную в центре варизонного оптического волновода на основе короткопериодных ZnMgSSe/ZnSe и ZnSSe/ZnSe сверхрешеток общей толщиной ~ 0.4 мкм. Подробно гетероструктура и ее лазерные характеристики описаны в [3]. Полученные скальваниями лазеры показали низкий порог $I_{\text{пор}} = 1.5$ кВт/см² и высокую эффективность генерации $\sim 45\%$ при поперечной накачке излучением азотного лазера. Измерение внутренних лазерных параметров гетероструктуры позволило определить длину резонатора лазера ($L_{\text{рез}} = 160\text{-}350$ мкм), для накачки которого необходима минимальная мощность. Для создания конвертера был использован коммерческий InGaN ЛД ($\lambda = 435$ нм) и лазерный образец с длиной резонатора 157 микрон. Излучение ЛД фокусировалось при помощи цилиндрической микролинзы в узкую полосу, ориентированную перпендикулярно зеркалам резонатора лазерного образца. Питание лазерного диода осуществлялось импульсами тока длительностью 4 нс и частотой 0.7 кГц. На рисунке 1 представлены зависимости спектров излучения (а) и интегральной интенсивности излучения (б) зелёного лазера от мощности ЛД.

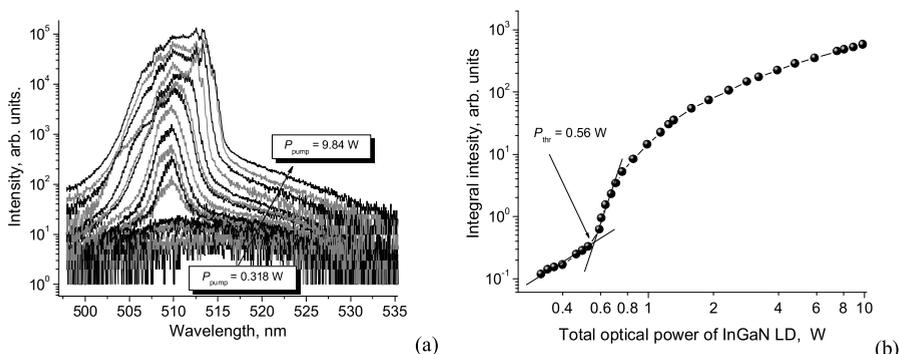


Рис.1. Спектры излучения, измеренные с торца лазера с длиной резонатора 157 микрон (а) и интегральная интенсивность этого излучения (б) в зависимости от мощности излучения InGaN ЛД

Как видно из рисунка при накачке ~ 0.5 Вт на фоне широкой полосы фотолуминесценции возникает узкий пик лазерного излучения с длиной волны 510 нм. При этом наблюдается резкое

увеличение интенсивности излучения, выходящего из зеркал резонатора. Порог генерации, определенный из зависимости интегральной интенсивности излучения от мощности накачки (рис 1,б), составил 0.56 Вт. Диаграмма направленности излучения лазера соответствовала генерации на фундаментальной моде волновода. Излучение было поляризовано в плоскости гетероструктуры.

На рисунке 2,а представлена зависимость мощности выходного излучения микро-конвертера от мощности излучения InGaN ЛД. Как видно из рисунка после преодоления порога выходная мощность конвертера линейно возрастает с ростом накачки. Максимальное достигнутое значение выходной мощности составило ~1.3 Вт, что соответствует эффективности преобразования излучения из синего диапазона в зеленый ~13.2%. Следует отметить, что поскольку размер пятна накачки превышал длину резонатора, часть излучения InGaN ЛД бесполезно терялась.

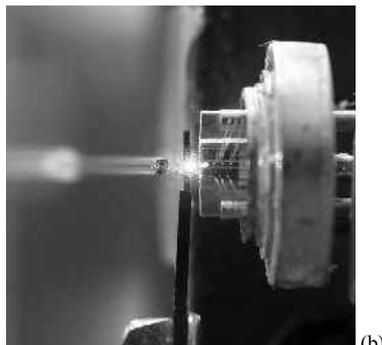
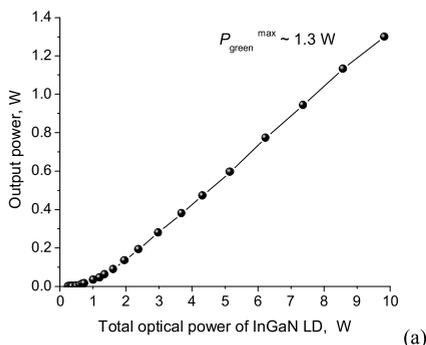


Рис.2. Выходная оптическая мощность излучения сине-зеленого лазерного микро-конвертера в зависимости от мощности излучения InGaN лазерного диода (а); Фотография микро-конвертера в рабочем режиме (b)

Фотография макета микрочип-конвертера в рабочем режиме представлена на рисунке 2,б. Как видно из рисунка, размер микро-конвертера практически определяется габаритами корпуса InGaN лазерного диода.

- [1] А.Г. Войнилович, Е.В. Луценко, Н.В. Ржеуцкий, Г.П. Яблонский, С.В. Сорокин, И.В. Седова, С.В. Гронин, С.В. Иванов, Тез. докладов 3-й Российской симп. «Полупроводниковые лазеры: физика и технология» (Санкт-Петербург, ФТИ им. А. Ф. Иоффе, 13-16 Ноября 2012) с. 56.
- [2] Е.В. Луценко, А.Г. Войнилович, Н.В. Ржеуцкий, В.Н. Павловский, Г.П. Яблонский, С.В. Сорокин, С.В. Гронин, И.В. Седова, П.С. Копьев, С.В. Иванов, М. Alanzi, A. Hamidalddin, A. Alyamani. Принята в печать. Квантовая электроника (2013).
- [3] I.V. Sedova, E.V. Lutsenko, S.V. Gronin, S.V. Sorokin, A.G. Vainilovich, A.A. Sitnikova, G.P. Yablonskii, A. Alyamani, D.L. Fedorov, P.S. Kop'ev, S.V. Ivanov, Appl. Phys. Lett. 98, 171103 (2011).

BLUE-GREEN LASER MICRO-CONVERTERS WITH OUTPUT PULSE EMITTING POWER MORE THAN 1 W

A. G. Vainilovich¹, E. V. Lutsenko^{1}, G. P. Yablonskii¹, S. V. Sorokin², I. V. Sedova², S. V. Gronin², G. V. Klimko², S. V. Ivanov²*

¹Stepanov Institute of Physics of NAS Belarus, Independence Avenue, 68, 220072, Minsk, Belarus.
phone +10(375)172840419, e-mail: e.lutsenko@ifanbel.bas-net.by;

²Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Polytekhnicheskaya Street, 26, St. Petersburg, 194021, Russia

In this work blue-green laser converter emitting at 510 nm with maximal output power of 1.3 W was demonstrated. The laser converter is based on heterostructure with ZnCdSe/ZnSe quantum well active region optically pumped by emission of pulsed InGaN laser diode ($\lambda = 435$ nm, $\tau=4$ ns, $f=0.7$ kHz) focused by microlens. Violet-to-green emission efficiency of ~13.2% was achieved. Overall dimensions of the micro-converter are practically determined by InGaN laser diode dimensions.

НИЗКОЧАСТОТНЫЕ ШУМЫ СВЕТОДИОДОВ InGaN/SiC

И. В. Фролов^{1,2*}, А. А. Широков²

¹ Ульяновский государственный технический университет.
Северный Венец ул., 32, 432027, Ульяновск, 8(8422)44-02-13, *e-mail: ilya-frolov88@mail.ru;
² Ульяновский филиал ИПЭ им. В. А. Котельникова РАН.
Гончарова ул., 48/2, 432011, Ульяновск

Физическая природа и механизмы генерации электрических низкочастотных (НЧ) шумов в светоизлучающих структурах интенсивно исследуются на протяжении последних десятилетий [1-4]. Одной из основных причин этого является возможность использования результатов шумовых измерений для диагностики их качества и изучения деградационных процессов в излучающих структурах.

В работе представлены результаты исследований спектров НЧ шума коммерческих светодиодов InGaN/SiC типа TLCTG5800 зеленого и TLCB5800 голубого свечения фирмы Vishay. Исследованы спектральные характеристики НЧ шума светодиодов в диапазоне частот от 0,1 до 100 кГц с высоким разрешением по частоте и их зависимости от тока накачки и температуры по методике, изложенной в [5]. На рис.1 показаны спектры НЧ шума зеленого и голубого светодиодов.

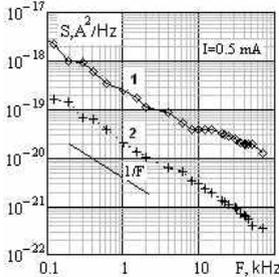


Рис. 1. Спектры НЧ шума светодиодов InGaN/SiC зеленого (1) и голубого (2) свечения

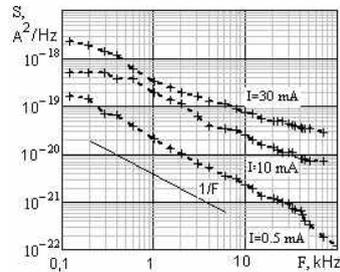


Рис. 2. Зависимость спектра НЧ шума голубого светодиода от тока инжекции

Видно, что спектральные кривые носят немонотонный характер во всем исследованном диапазоне частот. Общий характер изменения уровня шума с изменением частоты подчиняется зависимости, близкой к $1/F^\gamma$. С ростом тока накачки спектральные кривые претерпевают изменения как по форме, так и по значению показателя γ (рис. 2). Кроме того, с ростом тока коэффициент γ на различных частотных участках изменяется от 1 до 0,3, что обусловлено более сильной зависимостью уровня шума от тока инжекции в области высоких частот. Немонотонный характер хода спектральных кривых вызван действием локализованных центров рекомбинации, расположенных в активной области структуры. Приведенные результаты позволяют, на наш взгляд, сделать выводы о том, что спектры шума исследованных светодиодов можно аппроксимировать суперпозицией тесно расположенных лоренцианов вида [1]:

$$S(\omega) = \sum_N \int_{-1}^1 \frac{\tau p(\tau) d\tau}{1 + (\omega\tau)^2}, \quad (1)$$

где $S(\omega)$ – спектральная плотность шумового тока, τ – постоянная времени релаксации заряда, $p(\tau)$ – функция распределения времен релаксации, N – общее количество лоренцианов в спектре.

Используя данные рис. 1, условие $\omega\tau_i \approx 1$ и соотношение $\tau_i = (\sigma \cdot V_T \cdot N_i)^{-1}$ [1], где N_i – концентрация рекомбинационных центров i – типа, $\sigma = 10^{15} \text{ см}^2$ – сечение захвата примесным центром, V_T – тепловая скорость, можно определить постоянные времени релаксации и концентрации рекомбинационных центров. Результаты расчета сведены в таблицу.

τ , мкс	530,0	310,0	106,0	63,3	25,7	15,9	11,4	6,4	5,0	3,5
N_i , см^{-3}	$1.3 \cdot 10^{11}$	$2.2 \cdot 10^{11}$	$6.6 \cdot 10^{11}$	$1.1 \cdot 10^{12}$	$2.7 \cdot 10^{12}$	$4.4 \cdot 10^{12}$	$6.1 \cdot 10^{12}$	$1.1 \cdot 10^{13}$	$1.4 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^{13}$

Результаты проведенных экспериментов и расчетов показывают, что методом низкочастотной шумовой спектроскопии с повышенным разрешением по частоте можно получать важную информацию о параметрах рекомбинационных центров и их концентрации в гетероструктуре.

На рис. 3 показаны спектры НЧ шума голубого светодиода, измеренные при двух токах накачки и двух температурах: кривые 1 и 4 – $T = 25^\circ\text{C}$, кривые 2 и 3 – $T = 53^\circ\text{C}$.

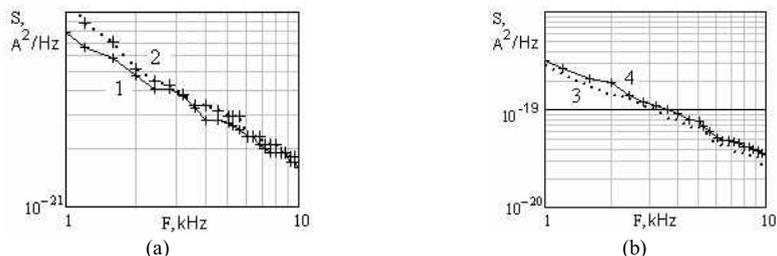


Рис. 3. Зависимость спектра шума голубого светодиода от температуры при токах 0.5 мА (а) и 10 мА (б)

Видно, что уровень шума с ростом температуры в области малых токов растет, а в области больших – уменьшается. Одновременно изменяется и форма спектральной кривой. Известно, что в области малых прямых напряжений токоперенос в структуре осуществляется либо по туннельно-рекомбинационному механизму, либо через шунты, пересекающие активную область гетероперехода и проявляющиеся на вольтамперной характеристике в виде омических участков. Постоянная Хоуге, вычисленная по спектру НЧ шума в области малых токов, составляет $\alpha = 4 \cdot 10^{-3}$. В области больших токов токоперенос осуществляется преимущественно по инжекционно-диффузионному механизму. Это различие в механизме токопереноса и проявляется в температурных зависимостях НЧ шума. Такие закономерности наблюдаются у всех исследованных светодиодов.

- [1] М. Букингом. Шумы в электронных приборах и системах. – М.: Мир, 1985. – 399 с.
- [2] Н. Н. Аверкиев, М.Е. Левинштейн, П. В. Петров. Особенности рекомбинационных процессов в светодиодах на основе InGaN/GaN при больших плотностях тока // Письма в ЖТФ. – 2009. – Т. 35. – Вып. 19. – С.97-102.
- [3] V.Palenskis, J.Matukas and Saulys. Analysis of electrical and optical fluctuations of light-emitting diodes by correlation method. Lithuanian Journal of Physics, 2009, Vol. 49, No.4, pp.453-460.
- [4] А. Л. Закгейм и др. Низкочастотный шум в исходных и деградировавших синих InGaAs/GaN светодиодах. ФТП, 2012, т. 46, вып. 2, с. 219-223.
- [5] В. А. Сергеев, И. В. Фролов, А. А. Широков. Аппаратно-программный комплекс для измерения вероятностных характеристик электрических и оптических шумов светонизлучающих диодов // Промышленные АСУ и контроллеры. – 2012. – №11. – С. 43 – 45.

LOW FREQUENCY NOISE IN InGaN/SiC LIGHT-EMITTING DIODES

L. V. Frolov^{1,2*}, A. A. Shirokov

¹Ulyanovsk state technical university.

Severnoy Venetz st., 32, 432027, Ulyanovsk, phone 8(8422)44-02-13, *e-mail: ilya-frolov88@mail.ru;

²Ulyanovsk Branch of Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics of Russian Academy of Sciences. Goncharova st., 48/2, 432011, Ulyanovsk

Results of an experimental research of spectral characteristics of low-frequency noise in light-emitting diodes InGaN/SiC are presented. The noise spectra of light-emitting diodes in a range of frequencies from 100 Hz to 100 kHz and their current and temperature dependences are investigated. It is shown, that spectra in the investigated range of frequencies can be approximated by closely located lorencians. With increasing of temperature the noise level increases in the range of small currents and decreases in the range of big currents. The results testify high informativity of low-frequency noise characteristics and possibility of their application to diagnostic of light-emitting diode structures.

НИЗКОЧАСТОТНЫЙ ШУМ В ДИАГНОСТИКЕ МОЩНЫХ СИНИХ СВЕТОДИОДОВ НА ОСНОВЕ InGaN/GaN СТРУКТУР

Е.И. Шабунин^{1}, М.Е. Левинштейн¹, Н.А. Тальнишних¹, А.Е. Черняков², М.Н. Шмидт¹*

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе. Политехническая ул., 26, 194021, Санкт-Петербург, тел. +7(812)2927193, e-mail: jenni-85@mail.ru;

²Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур РАН. Политехническая ул., 26, 194021, Санкт-Петербург;

Несмотря на успешное развитие индустрии мощных синих InGaN/GaN светодиодов, по-прежнему не выяснены механизмы безызлучательной рекомбинации и быстрой деградации, приводящей к непредсказуемому выходу из строя части светодиодов с близкими значениями квантовой эффективности. Трудности, возникающие при изучении этих механизмов, связаны как с разнообразием форм организации наноматериала [1] так с и неоднородным распределением состава твердого раствора по индию. Очевидно, что для изучения такой сложной системы не достаточно применения традиционных методов исследования. Хорошо известно, что исследование низкочастотного шума является эффективным методом изучения неоднородностей и дефектов в полупроводниковых структурах, а также методом диагностики надежности полупроводниковых приборов, в том числе и светодиодов в широком диапазоне плотностей токов [2].

В работе исследовались мощные InGaN/GaN светодиоды, излучающие на длине волны 450-460 нм с внешней квантовой эффективностью 45-50%. Изучение зависимостей спектральной плотности низкочастотного шума (S_I) и флуктуаций напряжения (S_V) от плотности тока (j) и частоты (f) светодиодов проводилось в диапазоне частот 1 Гц – 50 кГц. Кроме того исследовались вольтамперные характеристики (ВАХ) в широком диапазоне напряжений от 0.1 до 4 В (что соответствует прямому току через исследованные структуры от 10^{-12} до 1 А) и зависимости внешней квантовой эффективности от плотности тока зависимостей $\eta(j)$.

Изучение зависимостей $S_I(f)$, $S_V(f)$ светодиодов, классифицированных по уровню токов утечки, дающих интегральную информацию о свойствах системы протяженных дефектов (чем выше значения токов утечки, тем сильнее развита система протяженных дефектов [2]), позволило разделить вклад в безызлучательную рекомбинацию системы протяженных дефектов и точечных дефектов. Совместный анализ зависимостей $S_I(f)$ (одна из них представлена на Рис.1, а) с ВАХ характеристиками и зависимостями $\eta(j)$ выявил диапазоны плотностей токов при которых превалирует один из механизмов безызлучательной рекомбинации. В диапазоне плотностей токов 1– 10 А/см², в котором преобладает излучательная рекомбинация и уровень низкочастотного шума минимальный и почти не зависит от плотности тока, определяющую роль в безызлучательной рекомбинации играют точечные дефекты. Вне этого диапазона плотностей тока при $j < 1$ А/см² вид зависимости $S_I(f)$ (Рис.1, а) заметно отличается от закона $S_I(f) \sim 1/f^2$, характерного для заполнения единичных центров, создающих локальные уровни в запрещенной зоне. Причем это отклонение тем больше, чем выше ток утечки. Ранее [3] было показано, что при $j > 10$ А/см² безызлучательная рекомбинация, также происходит в системе протяженных дефектов. Таким образом, безызлучательная рекомбинация в системе протяженных дефектов, преобладает при плотностях тока $j < 1$ А/см² и $j > 10$ А/см², а в диапазоне 1– 10 А/см² через единичные центры.

Исследование зависимостей $S_V(f)$ на разных стадиях старения светодиодов позволяет выявить неоднородное протекание тока по отклонению этой зависимости от вида $S_V(f) \sim 1/j$, характерного для равномерного распределения тока, а также образование локальных областей перегрева по появлению участка зависимости $S_I \sim j^4$. Причем начало локального развития процесса разогрева обнаруживается гораздо раньше и при меньших плотностях тока, чем другими методами. Обнаружено инверсное поведение зависимостей $S_I(f)$ светодиодов при температурах 77 К, относительно этих зависимостей тех же самых светодиодов при 300 К (Рис.1, б) при плотностях тока больше 10⁻² А/см². Такое поведение типично для латеральных туннельных токов в активной области, вызванных присутствием потенциалов, связанных с флуктуациями состава твердого раствора. Эффект латерального транспорта носителей в активной области наблюдали при более низких температурах (10 К) в InGaAs/GaAs светодиодах с квантовыми ямами [4]. Таким образом, изучение особенностей низкочастотного шума в сочетании с традиционными методами позволяет получить важную информацию об особенностях безызлучательной рекомбинации и развитии процесса деградации, а также разделить вклад протяженных и точечных дефектов в безызлучательную рекомбинацию, латеральный и вертикальный транспорт носителей и выявить

сложную динамику свойств дефектной системы при изменении плотности тока в InGaN/GaN светодиодах.

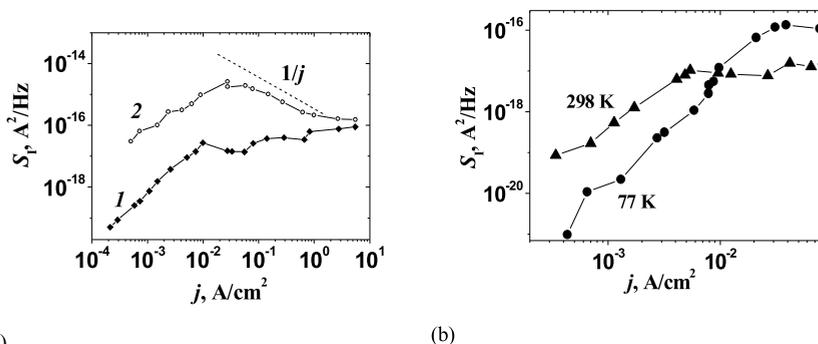


Рис.1. Зависимости спектральной плотности шума от плотности тока светодиодов классифицированных по уровню токов утечки: 1 – низкий уровень, 2 – высокий уровень (а); температурная зависимость плотности шума от плотности тока: 1 – 77 К, 2 – 298 К (б).

[1] A.V. Kamanin et al. Phys. stat.sol.(c), 3, 2129(2006).
 [2] S. Bychikhin et al. J. Appl. Phys. 97, 123714 (2005).
 [3] E. Shabunina et al. Phys. Status Solidi C, 10(3), 335–337 (2013).
 [4] Lech Dobrzanski. J. Appl. Phys., 96, 4135 (2004).

LOW-FREQUENCY NOISE IN DIAGNOSTICS OF POWER BLUE LEDs BASED ON InGaN/GaN STRUCTURES

E.I. Shabunina^{1}, M.E. Levinshtein¹, N.A. Talnishnikh¹, A.E. Chernyakov², N.M. Shmidt¹*

¹Ioffe Physical Technical Institute. Polytekhnicheskaya, 26, 194021, St. Petersburg
 Phone: +7(812)2927193, e-mail: jenni-85@mail.ru;

²Submicron Heterostructures for Microelectronics Research&Engineering Center.
 Polytekhnicheskaya, 26, 194021, St. Petersburg,

The application of low frequency noise methods in combination with traditional ones allow us to separate the contribution of extended defect system (EDS) and point defects to non-radiative recombination, to separate the charge carriers transport along EDS from the one along nano-scal fluctuations of InGaN composition in blue InGaN/GaN LEDs, to reveal the non-uniform current distribution and local overheating and complicated dynamic of defect system as a whole under injection current.

ВЗАИМОСВЯЗЬ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ С УПОРЯДОЧЕННОСТЬЮ НАНОСТРУКТУРНОЙ ОРГАНИЗАЦИИ НИТРИДОВ III-ГРУППЫ

*Н.М. Шмидт¹, А. А. Грешинов,¹ А.Е. Черняков,² В.Н. Петров,¹ А.Н.Титков,¹ С.И. Трошков¹,
Е.И. Шабунина¹*

¹Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе. Политехническая ул., 26, 194021, Санкт-Петербург, тел. +7(812) 2927193, e-mail: Natalia.Shmidt@mail.ioffe.ru;

²Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур РАН. Политехническая ул., 26, 194021, Санкт-Петербург;

Хорошо известно, что нитридам III-группы свойственна сложная наноструктурная организация, существование которой предопределяется неравновесными условиями роста на зародышевом слое в присутствии больших рассогласований параметров решетки растущих слоев с подложкой и между собой. В результате образуется квази-эпитаксиальный наноматериал, текстурированный протяженными дислокационными и дилатационными границами, пронизывающими слои и приборные структуры. При этом, в зависимости от условий роста наблюдается многообразие форм организации наноматериала, от плохо сросшихся доменов до практически совершенных эпитаксиальных слоев со следами границ доменной структуры, но с большими локальными неоднородно распределенными механическими напряжениями и, локальными, на наноразмерном уровне, неоднородностями состава твердых растворов. Более 10 лет назад был предложен метод количественной характеристики различных форм наноструктурной организации путем исследования морфологии поверхности слоев и приборных структур, с последующей обработкой цифрового множества, отражающего особенности морфологии, методами мультифрактального анализа с помощью таких параметров как уровень самоорганизации, степень упорядоченности [1]. Классификация наноматериала по степени упорядоченности наноструктурной организации (НО) позволила выяснить основные закономерности транспорта носителей заряда в слоях GaN [1], излучательной и безызлучательной рекомбинации [2,3] и деградации светоизлучающих InGaN/GaN структур [4], а также установить критерии по степени упорядоченности НО, необходимые для увеличения внешней квантовой эффективности [3], и срока службы мощных синих InGaN/GaN светодиодов. Изучение морфологии слоев GaN и светоизлучающих InGaN/GaN структур с хорошо упорядоченной НО (Рис.1, a1) (для сравнения на Рис.1, a2 приведена морфология структуры с плохо упорядоченной НО) позволило выяснить, что в процессе релаксации напряжений участвуют не только два хорошо известных механизма (упругого изменения постоянной решетки и генерации дислокаций несоответствия), но и механизм релаксации напряжений путем образования регулярно гофрированной поверхности. Этот механизм хорошо известен для металлических сплавов, а в материаловедении полупроводников стал рассматриваться сравнительно недавно [5,6]. В зависимости от величины периода и глубины гофра он может наблюдаться в оптическом, в атомно-силовом и сканирующем микроскопах. При этом можно по известному соотношению оценить величину напряжений, вызвавших образование гофра [6]. Наши оценки показывают, что на разных полупроводниковых материалах, в том числе и на нитридах, величина напряжений для разных структур меняется в широких пределах от 0.02 до 0.1 GPa, а для нитридов до 1GPa, что приближается к значениям напряжений, приводящих к генерации дислокаций.

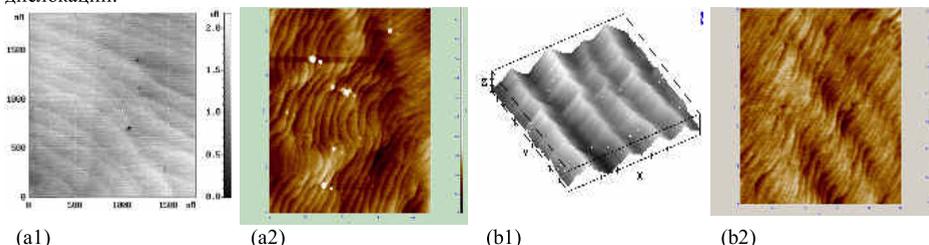


Рис.1. Морфология поверхности слоев и структур: a1 – слой GaN с хорошо упорядоченной НО; a2 – InGaN/GaN светоизлучающая структура с плохо упорядоченной НО; b1 – буферный слой с ярко выраженным гофром; b2 – InGaN/GaN светоизлучающая структура с хорошо упорядоченной НО и гофром ориентированным по двум направлениям.

Таким образом, сброс напряжений по этому механизму может предотвратить генерацию дислокаций. Формирование гофра может происходить на разных стадиях роста, в том числе при росте буферного слоя (Рис.1, b1). В некоторых случаях наблюдалось его изменение, и даже исчезновение на последующих стадиях роста. Кроме того, наблюдается изменение направления распространения гофра например при зарастивании квантоворазмерной InGaN/GaN решетки светонизлучающих структур р⁺-слоем Рис.1,b2. Формирование регулярного гофра, как правило, сопровождается улучшением электрофизических свойств: повышением в несколько раз подвижности в слоях нитрида галлия, за счет улучшения латерального транспорта [1], снижением на несколько порядков токов утечки барьеров Шоттки [7], и InGaN/GaN светонизлучающих структур [5], а также повышением внешней квантовой эффективности в несколько раз этих структур при плотностях тока меньше 10 А/см², соответствующих излучательной рекомбинации локализованных носителей [3], и повышением срока службы [4]. Такие же тенденции, судя по последним публикациям, наблюдаются на фотоприемных [8] и излучающих структурах [9] на основе твердых растворов AlGaIn. Ни один из авторов этих публикаций не обсуждает упорядоченность наноструктурной организации и особенности гофра, однако, приведенная в публикациях морфология свидетельствует об улучшении электрофизических параметров тех и других приборах на структурах с регулярным гофром. Представляется, что более детальное экспериментальное и теоретическое изучение этого механизма и его влияние на электрофизических свойства слоев и приборных структур откроет новые возможности управления этими свойствами.

[1] N.M. Schmidt et al., *Nanotechnology*, **12**, 471 (2001).

[2] A.E. Chernyakov et al., *Superlattices and Microstructures* **45**, 301 (2009).

[3] Б.Я. Бер и др., *ФТП*, **45**, 425 (2011).

[4] A.V. Kamanin et al., *Phys.stat.sol.(c)*, **3**, 2129 (2006).

[5] R.Hull et al., *J.Phys.:Condens.Matter*, **14**, 12829 (2002)

[6] E.E. Baranov et al., *Phys. stat. sol. (c)*, **2**, 1912 (2005).

[7] N.M. Schmidt et al., *Proceedings of SPIE*, **4340**, 92 (2000).

[8] A. Knigge et al., *Phys. stat. sol. (c)*, **10**, 294 (2013).

[9] E.A. Shevchenko et al., *Phys. stat. sol. (c)*, **10**, 319 (2013).

CORRELATION ELECTROPHYSICAL PROPERTIES WITH NANOSTRUCTURAL ARRANGEMENT OF III-NITRIDES

N.M. Schmidt^{1*}, A.A. Greshnov¹, A.E. Chernyakov², V.N. Petrov¹, A.N. Titkov¹, S.I., Troshkov¹, E.I. Shabunina¹

¹ Ioffe Physical Technical Institute. Polytekhnicheskaya, 26, 194021, St. Petersburg
Phone: +7(812) 2927193, e-mail: Natalia.Schmidt@mail.ioffe.ru;

² Submicron Heterostructures for Microelectronics Research & Engineering Center.
Polytekhnicheskaya, 26, 194021, St. Petersburg,

The results demonstrated the correlation internal quantum efficiency and life time of InGaIn/GaN LEDs with their nanostructural arrangement have been presented. The mechanism of the strain relaxation with the formation of strain relief in III-nitrides with well - ordered nanostructure arrangement has been considered. It is shown the positive influence of this mechanism on electrophysical properties of III-nitrides and the necessity in more detail study of one.

РЕНТГЕНОВСКАЯ ДИФРАКТОМЕТРИЯ НАПРЯЖЕНИЙ И ДЕФЕКТОВ В СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННЫХ КРЕМНИЕМ МЛЭ СЛОЯХ $Al_xGa_{1-x}N$ ($x = 0$ И 0.3)

В.В.Ратников¹, Р.Н.Кютт¹, М.П.Щеглов¹, И.В.Осинных²,
Т.В.Малин¹, Б.Я.Бер¹, Д.Ю.Казанцев¹, К.С.Журавлев²*

¹Физико-технический институт им А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия тел. (812) 515-1869, e-mail: ratnikov@mail.ioffe.ru;

²Институт физики полупроводников им А.В. Ржанова СО РАН, пр. ак. Лаврентьева 13, Новосибирск, 630090, Россия

Высокий уровень легирования кремнием необходим для выращивания эпитаксиальных слоев (ЭС) GaN и $Al_xGa_{1-x}N$ *n*-типа с низким сопротивлением, используемых в нитридных технологиях изготовления светоизлучающих диодов, лазеров и других оптоэлектронных устройств. Такие слои, выращенные на (0001) подложке сапфира, имеют плотность дислокаций в интервале $10^9 \div 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Поведение напряжений также усложняется с ростом *x* и уровня легирования. Для изготовления приборных структур приемлимого качества необходим точный контроль проводимости, состава, напряжений и уровня дефектности слоев GaN и AlGa_{0.3}N. Большинство работ по изучению легированных кремнием эпитаксиальных слоев выполнено на образцах, полученных методами металлоорганической газофазной эпитаксии с температурами роста выше 1000°C. В данной работе исследуются напряжения и дефекты в образцах, полученных методом молекулярно пучковой эпитаксии (МПЭ) с использованием силана SiH₄ в качестве источника Si при легировании слоев.

Эпитаксиальные слои толщиной 1 мкм выращивались с применением аммиака в качестве источника активного азота на подложках (0001) сапфира с использованием буферного слоя, состоящего из слоев AlN и Al_{0.3}Ga_{0.7}N каждый толщиной 200 нм, для образцов GaN:Si и буферного слоя AlN толщиной 200 нм для образцов Al_{0.3}Ga_{0.7}N:Si. Температура роста слоев GaN:Si и Al_{0.3}Ga_{0.7}N:Si была 830 и 940 °C, соответственно. Значения потоков силана для GaN:Si были до 0.048 sccm, для Al_{0.3}Ga_{0.7}N:Si – до 0.0345 sccm.

Концентрация атомов кремния [Si] в слоях измерялась методом вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС). Концентрация электронов *n* была определена из холловских измерений.

Остаточные напряжения в слоях σ_a рассчитывались из измерений радиуса кривизны *R* образцов. Параметры решетки *a* и *c* измерялись на трехкристальном дифрактометре (ТКД). Дифрагированная интенсивность для (2θ – ω)- и ω- мод сканирования также измерялась на ТКД. Анализировалось полная ширина на половине максимума интенсивности (FWHM) для 0002 и 10-15 (screw-геометрия) рефлексов и влияние на нее дислокаций в слоях [1].

Измерения эффекта Холла обнаружили различный характер зависимости концентрации электронов от потока силана для слоев GaN:Si и Al_{0.3}Ga_{0.7}N:Si. Образцы GaN:Si показали линейную зависимость *n* от потока f_{SiH_4} вплоть до концентрации электронов $n = 1.2 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ($f_{\text{SiH}_4} = 0.048 \text{ sccm}$). Для образцов Al_{0.3}Ga_{0.7}N:Si наблюдался переход от линейной зависимости при малых потоках силана к насыщению при $f_{\text{SiH}_4} = 0.0115 \text{ sccm}$. В то же время ВИМС измерения демонстрировали последовательный рост [Si] при увеличении потока как для GaN:Si, так и для Al_{0.3}Ga_{0.7}N:Si.

По рентгеновским измерениям макроизгиб для всех образцов GaN:Si был однородным (сферическим, выпуклым), то есть слои находились под действием биаксиальных сжимающих напряжений σ_a . Для нелегированных слоев напряжения в GaN были в 2 раза выше, чем в Al_{0.3}Ga_{0.7}N. Легирование приводило к снижению уровня остаточных сжимающих напряжений для всех GaN:Si и низких значений f_{SiH_4} для Al_{0.3}Ga_{0.7}N:Si. При уровнях легирования выше 0.003 sccm образцы Al_{0.3}Ga_{0.7}N:Si становились плоскими, т.е. остаточные макро напряжения в них отсутствовали.

Так как термдеформация при охлаждении образцов до комнатной температуры имеет компрессионный характер из-за разницы КТР GaN и сапфира, а заметной перестройки дефектной (дислокационной) структуры при охлаждении образцов до комнатной температуры не происходит [2], то возможна оценка деформаций при росте. Для всех образцов латеральные деформации при окончании роста и до охлаждения до комнатной температуры были растягивающими, причем их величина росла до ϵ_a (рост) = + 0.0003 и + 0.002 для максимальных потоков в GaN:Si и Al_{0.3}Ga_{0.7}N:Si, соответственно.

Анализ измерений параметра решетки (ПР) показал, что для больших потоков Si в остаточные напряжения кроме биаксиальных (из-за КТР) вносят заметный вклад и гидростатические (всесторонние) напряжения. Вклад последних для больших *x* в $Al_xGa_{1-x}N$ и уровней f_{SiH_4} связан с сильным возрастанием концентрации дилатационных центров в слоях. Кроме относительно слабо

деформирующих решетку катионных вакансий V_{Ga} и V_{Al} и атомов Si, замещающих Ga (и Al), в решетке может иметь место встраивание Si на место азота [3], приводящее к сильной компрессионной гидростатической деформации из-за большой разницы ионных радиусов кремния и азота. Измерения ВИМС показали возрастающую при увеличении потока Si разницу общей и холловской концентраций (до $\sim 1 \cdot 10^{20}$ ат / cm^3), причиной которой может быть и замена N на Si.

Форма $(2\omega - \omega)$ – ТКД кривых демонстрирует возрастание плеча дополнительной интенсивности (со стороны больших углов падения рентгеновских лучей на образец) при возрастании f_{SiH_4} . При высоких потоках это плечо трансформируется в отдельный пик. Т.к. ВИМС показывает однородное по толщине образцов распределение Si, то изменение формы $(2\omega - \omega)$ – ТКД кривых отражает процесс постепенной релаксации латеральных сжимающих напряжений (и деформаций) в слоях.

Полуширины ω – ТКД дифракционных кривых при легировании возрастали до 1400 и 2400 угл. сек. для GaN:Si и $Al_{0.3}Ga_{0.7}N:Si$ и максимальных потоков, соответственно. Плотность вертикальных винтовых дислокаций в сильно легированных слоях в сравнении с нелегированными увеличивается в 4 и 6 раз (до $4 \cdot 10^9$ и $12 \cdot 10^9$ cm^{-2}) для GaN:Si и $Al_{0.3}Ga_{0.7}N:Si$, соответственно. Плотность вертикальных краевых дислокаций выше, чем винтовых, в 3.5 для GaN:Si и в 5 раз для $Al_{0.3}Ga_{0.7}N:Si$ при максимальных потоках силана.

[1] V. Ratnikov, R. Kyutt, T. Shubina et.al. J. Appl. Phys., **88** (11), 6252 (2000).

[2] S.Heanre, E.Chason, J.Han et.al., Appl. Phys. Lett., **74** (3), 356 (1999)

[3] Y. Taniyasu, M. Kasu, and N. Kobayashi. Appl. Phys. Lett., **81** (7), 1255 (2002)

X-RAY DIFFRACTOMETRY OF STRESSES AND DEFECTS IN MBE GROWN $Al_xGa_{1-x}N$ ($x=0, 0.3$) DOPED BY Si

***V.V.Ratnikov^{1*}, R.N.Kyutt¹, M.P.Scheglov¹, I.V.Osinnyh², T.V.Malin²,
B.Ya.Ber¹, D.Yu.Kazancev¹, K.S.Zhuravlev²***

¹ Hoffe Physic-Technical Institute RAS. Polytechnicheskaya, 26, 194021, S-Petersburg
phone (812) 515-1869, e-mail: ratnikov@mail.ioffe.ru;

² A.V.Rzhanov Institute of Semiconductor Physics RAS. Street, Novosibirsk,

In order to characterize the structural, electrical and optical properties the Si doped GaN and $Al_xGa_{1-x}N$ ($x = 0$ and 0.3) grown by ammonia MBE on (0001)-oriented sapphire substrates, high X-ray diffractometry, Hall and SIMS measurements were performed. With increase in SiH_4 flux, an electron concentration n in GaN layers linearly rises up to $1 \cdot 10^{20}$ cm^{-3} , in $Al_{0.3}Ga_{0.7}N$ it saturates at $\sim 4 \cdot 10^{19}$ cm^{-3} .

At room temperature we observed the reduced compressive stresses in Si-doped GaN at rising SiH_4 flux. They decreases down to zero at high SiH_4 flux rates in $Al_{0.3}Ga_{0.7}N:Si$ samples. This effect is discussed in terms of the crystallite coalescence model.

The full-widths at half-maximum of the GaN(0002) and (10-15, twist mode) double- and triple-crystal diffraction curves (FWHM), which are proportional to the threading dislocations density, increases with increase in SiH_4 flux..

In addition, the lattice parameter and transmission (Laue) geometry measurements were used for the analysis of defects and stresses in samples.

ФИЛЬТРАЦИЯ ПРОРАСТАЮЩИХ ДИСЛОКАЦИЙ В РЕЗУЛЬТАТЕ СПОНТАННОГО ОБРАЗОВАНИЯ СВЕРХРЕШЕТОК В СЛОЯХ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ С ВЫСОКИМ СОДЕРЖАНИЕМ Al ($x>0.7$), ВЫРАЩЕННЫХ МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВОЙ ЭПИТАКСИЕЙ

*Е.М. Михайлов**, А.А. Ситникова, Д.А. Кириленко, Д.В. Нечаев, В.Н. Жмерик

Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая, 26, 194021, Санкт-Петербург, Россия

тел. +7(981)7374980, e-mail: mikhaylovevgeniyftf@gmail.com;

Развитие ультрафиолетовой (УФ) оптоэлектроники с рабочей длиной волны приборов до 210 нм критически зависит от структурного качества гетероструктур на основе широкозонных соединений $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ с повышенным содержанием алюминия ($x>0.5$), которое пока существенно уступает качеству InGaN/GaN гетероструктур (ГС), широко используемых в приборах видимого и ближнего УФ диапазона ($\lambda=365\text{-}530$ нм). Структурные свойства таких ГС на подложках с-сапфира также имеют целый ряд особенностей – при их исследовании с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) обнаруживаются не только относительно высокие концентрации прорастающих дислокаций (до $>10^{10}\text{ см}^{-2}$), но и различные нарушения когерентности слоев, включая спонтанное образование AlGaN сверхрешеточных структур [1], а также сетки плоских дефектов, описанных нами впервые в [2]. В данной работе с помощью ПЭМ изучается влияние этих неоднородностей на распространение винтовых и краевых прорастающих дислокаций (ПД) в направлении роста (0001) с целью демонстрации возможности существенного снижения концентраций последних в активной (верхней) части гетероструктур.

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ГС с высоким содержанием Al ($x=0.7\text{-}1$) на подложках с-сапфира выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота (МПЭ ПА) в металл-обогащенных условиях, которые обеспечивали атомарно-гладкую морфологию слоев и высокий уровень упругих напряжений. Для снижения плотностей ПД в буферном AlN слое толщиной до 2 микрон использовались оптимизированные начальные условия роста зародышевых слоев, а также упруго напряженные сверхрешетки $\{\text{AlGaN/AlN}\}_{20}$ и вставки тонких слоев GaN , эффект которых описывается в работе Нечаева и др. [3]. В этой работе при исследованиях структурных свойств образцов с помощью ПЭМ, в т.ч. и с высоким разрешением (ВР), основное внимание уделялось обкладочному слою $\text{Al}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{N}$ толщиной 200 нм с несколькими вставками слоев AlN толщиной 15 нм. Кроме того, с помощью ПЭМ-ВР детально исследовалась структура сетки плоских дефектов в обкладочном слое $\text{Al}_{0.77}\text{Ga}_{0.23}\text{N}$ УФ лазерной ГС, исследовавшейся ранее в [2].

На Рис.1(а) приводится ПЭМ изображение слоя $\text{Al}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{N}$, полученное в наиболее химически чувствительных дифракционных условиях с волновым вектором $\mathbf{g}=(0002)$, на которых обнаруживается полосчатый контраст, свидетельствующий о формировании сверхрешетчатой структуры. Дополнительные исследования с помощью ПЭМ ВР (не показаны) позволили определить ее период равным ~ 5 нм, что примерно соответствует результатам работы [1], в которой исследовались аналогичные слои. Наиболее важным в настоящей работе было обнаружение эффекта фильтрации (ограничения распространения) некоторых ПД сквозь такие сверхрешетчатые структуры – как видно на рисунке 1а только одна из шести дислокаций избежала этого ограничения. Важно, что подобный эффект наблюдается и на ПЭМ изображениях с $\mathbf{g}=(01\text{-}10)$, что свидетельствует о возможности ограничении с его помощью и ПД с краевой компонентой. Поскольку исчезновение дислокаций в однородном слое невозможно, то это происходит, либо за счет образования дислокационных петель при их взаимодействии (что описывается в [3]), либо при пересечении дислокаций каких-либо границ. Следовательно, можно предположить, что такими «останавливающими» границами для распространяющихся ПД служат гетерограницы, возникающие при образовании сверхрешеточной структуры в твердом растворе $\text{Al}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{N}$.

Рисунок 1б демонстрирует аналогичный эффект фильтрации ПД при пересечении ими сетки плоских дефектов в слое $\text{Al}_{0.77}\text{Ga}_{0.23}\text{N}$. На этом рисунке приводится ПЭМ с $\mathbf{g}=(01\text{-}10)$, но такой же эффект наблюдался и на ПЭМ изображениях с $\mathbf{g}=(0002)$, что свидетельствует об эффективности ограничения этими дефектами и винтовых ПД. Этот эффект, по-видимому, сыграл существенную роль в успешной демонстрации оптически возбуждаемого лазерного УФ излучения в работе [2]. Из ПЭМ-ВР изображения области плоских дефектов, показанного на вставке рис.1б, следует, что они представляют собой локальное изменение состава в пределах до нескольких десятков атомных плоскостей. Важно, что эти дефекты возникают лишь при определенной толщине слоя и не распространяются в активные области приборов. Это позволяет предположить, что их возникновение (так же как и сверхрешетчатых структур, описанных выше) является одним из механизмов релаксации упругих напряжений в AlGaN гетероструктурах.

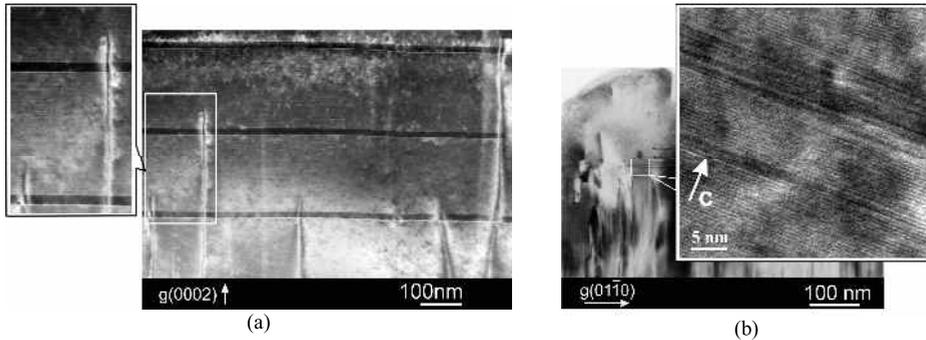


Рис. 1. а) ПЭМ изображение, полученное с $g=(0002)$, верхней части обкладочного слоя $Al_{0.85}Ga_{0.15}N$ с несколькими вставками AlN слоев, на котором наблюдается эффект фильтрации винтовых ПД (на вставке иллюстрируется полосчатый контраст, свидетельствующий формировании сверхрешетчатой структуры). б) ПЭМ, полученное с $g=(01-10)$, слоя $Al_{0.77}Ga_{0.23}N$ с сеткой плоских дефектов, на котором наблюдается фильтрация краевых ПД (на вставке приводится ПЭМ-ВР изображение области сетки плоских дефектов).

Таким образом, исследования с помощью ПЭМ лазерных структур на основе гетероструктур с высоким содержанием $Al(x>0.5)$ обнаружили возможность фильтрации (ограничения распространения) винтовых и краевых ПД в обкладочных слоях $Al_{0.85}Ga_{0.15}N$ в результате взаимодействия этих дефектов со спонтанно-образующимися сверхрешетками со средним периодом ~ 5 нм. Кроме того, детальные исследования наблюдавшегося ранее эффекта ограничения ПД в слое $Al_{0.77}Ga_{0.23}N$ с помощью ПЭМ-ВР обнаружили образование в этих слоях сетки плоских дефектов, которая представляет собой локальные нарушения однородности состава на толщинах не более нескольких десятков атомных плоскостей. В результате этих эффектов удалось снизить значения концентраций винтовых и краевых ПД в верхних (активных) областях ГС с высоким содержанием Al ($x>0.5$) до уровня 10^8-10^9 см $^{-2}$.

[1] M. Gao, S. T. Bradley et al. J. Appl.Phys. **100**, 103512 (2006).

[2] V. N. Jmerik, A. A. Sitnikova, S.V. Ivanov et al. Low, Appl. Phys. Lett. **96**, 141112 (2010).

[3] Д.В. Нечаев, В.Н. Жмерик, С.В. Иванов и др. Сборник тезисов докладов этой конференции.

**THE FILTERING EFFECT OF SPONTANEOUS SUPERLATTICES TO BLOCK THE
THREADING DISLOCATIONS IN $Al_xGa_{1-x}N$ LAYERS WITH A HIGH Al -CONTENT ($x>0.7$),
GROWN BY MOLECULAR BEAM EPITAXY**

***E.M. Mikhaylov**, A.A. Sitnikova, D.A. Kirilenko, D.V. Nechaev, V.N. Jmerik**

Ioffe Physical-Technical Institute Russian Academy of Sciences, Politechnicheskaya 26, 194021 St.
Petersburg, Russia

phone. +7(981)7374980, e-mail: mikhaylovevgeniyftf@gmail.com;

The paper presents the filtering effect of spontaneous superlattices to block both screw and edge threading dislocations (TDs) in the high- Al content layers $Al_xGa_{1-x}N$ ($x>0.7$). This effect was studied in detail by high-resolution transmission electron microscopy (TEM) which has evidenced the spontaneous superlattices with an average period of about 5 nm in the $Al_{0.85}Ga_{0.15}N$ layers used as a cladding layer in ultraviolet lasers. The similar effect has been revealed in the $Al_{0.77}Ga_{0.23}N$ layer with dense defect network structure (DNS). The TEM study shows that DNS is several-nm-thick plane disturbances of coherent films which also stop the TD's. As a result, these effects could reduce the concentrations of screw and edge TD in the upper (active) regions of heterostructures with high- Al ($x>0.5$) to the level of 10^8-10^9 см $^{-2}$.

ХАРАКТЕРИЗАЦИЯ ГЕТЕРОСТРУКТУР III-N НА КРЕМНИЕВЫХ ПОДЛОЖКАХ МЕТОДАМИ ЭЛЕКТРОННОЙ МИКРОСКОПИИ И РЕНТГЕНОВСКОЙ ДИФРАКТОМЕТРИИ

А.В. Мясоедов*, А.Е. Калмыков, Л.М. Сорокин, В.В. Ратников, М.П. Шеглов, А.В. Сахаров,

М.М.Рожавская, А.Е. Николаев, В.В. Лундин

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

194021 Санкт-Петербург, Политехническая 26, Россия

e-mail: amyasoedov88@gmail.com;

Эпитаксиальные слои нитрида галлия (GaN) являются широкозонными полупроводниками, благодаря чему они широко используются в современной оптоэлектронике (светодиоды, лазеры). Использование в качестве подложки сапфира затрудняется существенным (13%) рассогласованием в плоскости интерфейса (0001) [1]. Подложки из карбида кремния имеют малые размеры и отличаются высокой стоимостью. Кремниевые подложки обладают относительно высокой тепло и электропроводностью, могут достигать в диаметре более 200 мм, достаточно дешево. Уже достигнуты определенные результаты в выращивании нитрида галлия на (111)Si с использованием различных буферных слоев (SiC, AlN) [2].

В данной работе представлены результаты исследования методом просвечивающей электронной микроскопии (ЭМ) и рентгеновской дифрактометрии двух образцов с приборными структурами: *a*- светоизлучающая и *b*- транзисторная.

a		b	
Слой	Толщина (t), nm	Слой	Толщина (t), nm
Si(111)		Si(111)	
AlN	70	AlN	70
AlGaIn1	230	AlGaIn1	230
AlGaIn2-7	140	AlGaIn2-7	140
GaN	500	GaN	900
InGaIn/GaN	(1/1) x12	AlN	1
GaN/InGaIn	(8/3) x2	AlGaIn 30%	25
AlGaIn 20%	10	GaN	5
GaN	180		

$Al_xGa_{1-x}N$	x
AlGaIn1	0.94
AlGaIn2	0.78
AlGaIn3	0.54
AlGaIn4	0.32
AlGaIn5	0.23
AlGaIn6	0.12
AlGaIn7	0.04

Для обоих образцов на подложке Si(111) методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений были выращены: слой AlN 70 nm, затем слой AlGaIn1 230 nm и содержанием алюминия 94% и 6 слоёв AlGaIn2-7 с последовательным уменьшением содержания алюминия до 4%.

Для образца *a* далее была выращена светоизлучающая структура со сверхрешёткой InGaIn/GaN (1/1 x12 nm). В случае образца *b* был выращена структура GaN/AlN/AlGaIn/GaN. Структурная модель образцов, заложенная технологической картой, приведена в таблице 1. Значения концентрации алюминия в составе слоёв AlGaIn1-7 указаны в таблице 2.

Из анализа ЭМ данных, полученных с поперечных срезов образцов *a* и *b* следует, что как в светоизлучающей, так и транзисторной структурах плотность дислокаций существенно уменьшается за счет встраивания градиентных слоев AlGaIn. Плотность дислокаций вблизи подложки составляет $\sim 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, тогда как в рабочих слоях она снижается почти на 2 порядка.

Анализ данных рентгеновской дифрактометрии показал, что оба образца имеют отрицательный радиус изгиба (вогнутые). Т.е. на слои действуют биаксиальные растягивающие напряжения. Поскольку изгиб сферический (однородный), то значения латеральных растягивающих напряжений σ_a можно получить с помощью формулы Стоуни. Эти напряжения оказались почти в 2 раза выше для образца *a* в сравнении с *b*. Расчет в рамках упругой модели деформаций вдоль ϵ_a и по нормали к поверхности ϵ_c также дает значения для обоих образцов (и относительно друг друга) отличающиеся приблизительно в 2 раза (см. табл. 3). Эти значения использовались для корректировки экспериментального значения параметра решетки *c* (ПР), измеренного на ТРС. Полученные значения для GaIn с учетом изгиба (*c* (релакс)) дают отличающиеся между собой и от

табличного релаксированного ПР $c = 5.1851$ Å значения. Т.к. КТР обоих образцов равны, это означает, что ПР c различен и при температуре роста слоев.

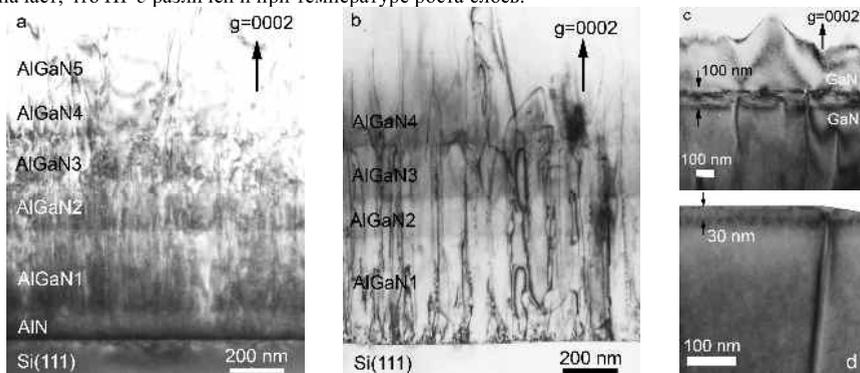


Рис.1. а, б – ЭМ изображение слоев AlGaIn и области интерфейса с подложкой для образцов а и б соответственно; с, д – изображения активной области образцов а и б соответственно.

—	<i>a</i>	<i>b</i>
$t_{\text{substrate}}, \mu\text{m}$	550	550
$t_{\text{films}}, \mu\text{m}$	1.646	1.841
R, m	-15.0	-7.16
σ_a, GPa	+0.466	+0.876
ϵ_a	+0.00097	+0.0018
ϵ_c	-0.0005	-0.00095
c (изм.)	5.1812	5.1826
c (релакс)	5.1838	5.1875
$w(\theta\text{-TCD}), \text{sec}$	960	1000
$\rho_{\text{screw}}, 10^9 \text{cm}^{-2}$	1.84	2.0

Полуширина θ – ТРС кривой несколько ниже для образца *a*, давая более низкую плотность вертикальных винтовых дислокаций ρ_{screw} в GaN подслое (см. табл. 3). Расчет проводился по формуле для хаотически распределенных дислокаций.

- [1] Р.Н. Кютт Письма в ЖТФ, **36**(15) 14-21 (2010)
 [2] L.M. Sorokin et al J. Phys.: Conf. Ser., **326**, 012015 (2011)

THE CHARACTERIZATION OF III-N HETEROSTRUCTURES ON THE SILICON SUBSTRATE BY ELECTRON MICROSCOPY AND X-RAY DIFFRACTOMETRY

A.V. Myasoedov *, *A.E. Kalmykov*, *L. M. Sorokin*, *V.V. Ratnikov*, *M.P. Scheglov*, *A.V. Saharov*,
M.M. Rozhavskeya, *A.E. Nikolaev*, *V.V. Lundin*

Ioffe Physical-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, 194021 Russia
 e-mail: amyasoedov88@gmail.com;

Gallium nitride based heterostructures are extensively used in electronic industry. Silicon is promising material for GaN growth because of prospects for integration of the gallium-nitride and silicon electronics technologies and the possibility of using inexpensive single crystal silicon substrates, available in large diameters (> 200 mm). In this work the results of a study by transmission electron microscopy and X-ray diffractometry of two samples of the device structure are present: *a*- light emitting and *b*- transistor with 7 Al_xGa_{1-x}N gradient layers (GLs). It is shown that dislocation density is significantly reduced by the incorporation of GLs. Working layers are practically free of dislocations. Both samples have a negative radius of curvature (concave). The density of screw dislocations, strains, stresses and lattice parameters of the layers are evaluated.

CHIP ON BOARD METAL PLATE LED LAMP

R.B. Jabbarov^{1,2*}, S.H. Abdullayeva^{1,2}, N.N. Musayeva^{1,2}

¹Research and Development Center for High Technologies (RDCHT) at the Ministry of Information and Communication Technologies of Azerbaijan, Inshaatchilarave., 2, AZ1073, Baku, Azerbaijan, Tel: (+99412) 5393510/11, E-mail: rjabbarov@physics.ab.az

²Institute of Physics, National Academy of Sciences of Azerbaijan, 33, H.Javid ave., AZ1143, Baku, Azerbaijan

By the rapid improvement of LED technology, the luminous efficacy of white LEDs has been much higher compared to conventional incandescent and halogen lamps. Amid growing public interest in environmental issues, white LEDs are developing new applications such as displays (LCD backlights) and automobiles. More recently, market of solid light sources as LED-bulbs or LED-down lights are expanding sharply in the entire world. LED based street lamps with high brightness and performance have been identified as one of the solutions for next generation energy saving lighting sources in city lighting, especially in road lighting applications which provide suitable illumination for safety driving at night. Energy saving is not only a major driving force but also an enabling technology in today's global crisis of costly energy policy, especially, the capability of using other energy sources such as solar and wind energy to directly drive LED lighting modules is a plus for adopting this potential light source.

In the present work we fabricated highly efficient, tightly-matched LED die material bounded to a thermally conductive substrate and encapsulated with a precision applied phosphor coating. It is capable of achieving high performance, because we used a bigger LED chip area which has been optimally distributed across the substrate surface to enhance optical efficacy and reduce current density. In addition the electronic configuration of the die (chip) elements has been arranged to keep drive currents low, thereby reducing the power dissipation. Not only does this technique result in high luminous efficiency, it also ensures that heat is spread more effectively across the substrate surface resulting in lower junction temperature and longer life expectancy.

Figure 1 and 2 show an obtained white LED prototype of COB array by 100 blue chips of 1mm×1mm and phosphor. The performance of LED emitter metal plate is 100W, lumen output~10.000Lm, working voltage and current 30-36V, 2.8-3.0A.

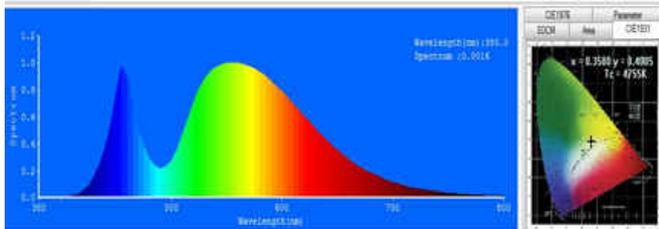
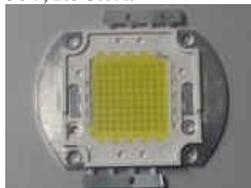


Fig.1. LED prototype of COB array by 100 blue chip of 1mm×1 mm and phosphor

Fig.2. Relative spectra of metal plate 100W whiteLED lamp

СВЕТОДИОДНЫЙ МОДУЛЬ С МЕТАЛЛИЧЕСКИМ ОСНОВАНИЕМ

Р.Б.Джаббаров, С.Х.Абдуллаева, Н.Н.Мусаева

¹Research and Development Center for High Technologies (RDCHT) at the Ministry of Information and Communication Technologies of Azerbaijan, Inshaatchilarave., 2, AZ1073, Baku, Azerbaijan, Tel: (+99412) 5393510/11, E-mail: rjabbarov@physics.ab.az

²Институт физики НАН Азербайджана
, 33, H.Javid ave., AZ1143, Baku, Azerbaijan

В настоящей работе представлен прототип высокоэффективного, компактного чипа светодиода, приваренного к теплопроводящей подложке и покрытого фосфорной оболочкой. Полученные изделия дают возможность их применения для дорожного, архитектурного и уличного освещения. Переход от традиционных светильников к твердотельному освещению повысит эффективность и ускорит развитие новых светодиодов, имеющих широкий диапазон применения.

ХАРАКТЕРИЗАЦИЯ ГЕТЕРОСТРУКТУР УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫХ СВЕТОДИОДОВ, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ ХЛОРИДНО-ГИДРИДНОЙ ЭПИТАКСИИ

С.Ю.Курин^{1}, И.С.Барац¹, А.Д.Роевков¹, А.А. Антипов¹, А.С. Усиков², Х.Хелава³, В.В. Ратников⁴, А.Н. Смирнов⁴, Н.М. Шмидт⁴, А.В. Сахаров⁴, Б.П. Папченко⁵, Ю.Н.Макаров^{1,3}*

¹ООО “Группа компаний “Нитридные кристаллы”, пр. Энгельса, д. 27, 194156, Санкт-Петербург, Россия, тел. +710 812 603 26 56, e-mail: sergey.kurin@nitride-crystals.com;

²Agnitron Technology, 14530 Martin Dr., Suite B, Eden Prairie, MN 55344, USA;

³Nitride Crystals Inc., 181 E Industry Court, Suite B, Deer Park, NY 11729, USA;

⁴Физико-технический институт им. Иоффе РАН, ул. Политехническая 26, 194021, Санкт-Петербург, Россия

⁵Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Кронверкский пр. 49, 197101, Санкт-Петербург, Россия

В настоящей работе будут рассмотрены особенности роста гетероструктур УФ светодиодов методом хлоридно-гидридной эпитаксии (CHVPE, ХГЭ), а также результаты характеристики гетероструктур методами рентгеновской дифрактометрии (XRD), сканирующей электронной микроскопии (SEM), микрофотолюминесценции (μ -PL), электролюминесценции (EL) и микрорамановской (μ -Raman) спектроскопии. Спектры μ -PL и μ -Raman были сняты с торца и поверхности образцов с пространственным разрешением порядка 1 мкм.

Гетероструктуры выращивались на подложках Al_2O_3 ориентации (0001). Эпитаксиальные процессы проводились при атмосферном давлении и температуре 1040°C в реакторе CHVPE горизонтального типа, позволяющем осаждать на подложках диаметром 2 дюйма слои нитридов металлов III группы, включая GaN, AlN, InN и их твердые растворы. Аммиак (NH_3), хлорид галлия (GaCl) и трихлорид алюминия ($AlCl_3$) использовались в качестве соединений-источников, кремний из моносилана (SiH_4) и магний (Mg) – в качестве легирующих примесей. Соединения GaCl и $AlCl_3$ были образованы при прохождении газообразного хлороводорода (HCl) через металлические источники галлия (Ga) и алюминия (Al), соответственно. Аргон (Ar) использовался в качестве несущего газа. Рост монокристаллического GaN осуществлялся на подложке за счет поверхностной реакции GaCl и NH_3 .

Гетероструктура УФ светодиода включала в себя буферную область AlN/AlGaN ($x \sim 0.6$), переходную структуру для снятия напряжений (SRL), состоящую из 6-8 пар слоев AlGaN ($x \sim 0.1-0.15$)/AlGaN ($x \sim 0.03-0.08$), инжекционный слой n-AlGaN ($x \sim 0.05-0.08$), активную область (Al)GaN, инжекционный слой p-AlGaN ($x \sim 0.12$), контактный слой p-AlGaN ($x \sim 0.05$). Переменной x обозначена мольная доля AlN в твердом растворе $Al_xGa_{1-x}N$. Все вышеуказанные слои показаны на снимке SEM (Рис. 1, а).

Отсечка спектральной кривой пропускания в диапазоне 336-343 нм определила форму коротковолновой части спектров EL, которые были сняты через подложку. Пиковые длины волн на спектрах EL составили 358-360 нм.

Спектры μ -PL (Рис. 1, б) при комнатной температуре были сняты с торцевой поверхности образцов при возбуждении He-Cd лазером с длиной волны 325 нм. На спектрах отчетливо видны пики, относящиеся к активной области гетероструктуры и другим эпитаксиальным слоям AlGaN. Между точками, в которых проводились измерения, сдвига пиков, соответствующих слоям AlGaN переходной структуры, не наблюдалось, что может быть объяснено компенсацией напряжений в переходной структуре. На спектрах μ -Raman также выявлены пики, соответствующие эпитаксиальным слоям AlGaN с низким и высоким содержанием Al, что связано с особенностями конструкции гетероструктуры.

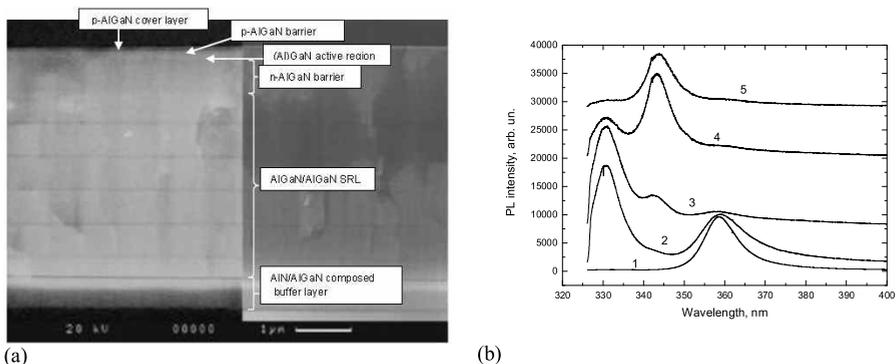


Рис. 1. Изображение SEM гетероструктуры УФ светодиода (а). Спектры μ -PL при комнатной температуре, снятые с поверхности гетероструктуры (цифра 1), с торца (цифры 2-5) (б).

CHARACTERIZATION OF HVPE-GROWN UV LED HETEROSTRUCTURES

S. Yu. Kurin^{1}, I.S. Barash¹, A.D. Roenkov¹, A.A. Antipov¹, A.S. Usikov², H. Helava³, V.V. Ratnikov⁴, A.N. Smirnov⁴, N.M. Schmidt⁴, A.V. Sakharov⁴, B.P. Papchenko⁵, Yu. N. Makarov^{1,3}*

¹Nitride Crystals Ltd., 27 Engels Ave., 194156, St. Petersburg, Russia, phone. +710 812 603 26 56, e-mail: sergey.kurin@nitride-crystals.com;

²Agnitron Technology, 14530 Martin Dr., Suite B, Eden Prairie, MN 55344, USA;

³Nitride Crystals Inc., 181 E Industry Court, Suite B, Deer Park, NY 11729, USA;

⁴Ioffe Physical Technical Institute RAS, Polytekhnicheskaya 26, 194021, St. Petersburg, Russia;

⁵University ITMO, 49 Kronverkskiy Ave., 197101, St. Petersburg, Russia

In this paper we report on growth peculiarities of UV LED heterostructures by CHVPE on sapphire substrates and results of the structures characterization by X-ray diffractometry, scanning electron microscopy (SEM), micro-photo- and electroluminescence (μ -PL and EL, respectively), and μ -Raman spectroscopy. μ -PL and μ -Raman spectra were collected from the cleaved edges and the surface of the heterostructure with lateral resolution of about 1 μ m.

AlGaIn-based UV LED heterostructures were grown on 2-inch sapphire (0001) substrates in a conventional horizontal-flow reactor. The growth processes were performed at 1040°C and atmospheric pressure with argon as a carrier gas. Ammonia and hydrogen chloride (HCl) were used as precursors. For GaN growth, HCl was passed over Ga source. To grow the AlGaIn alloy, HCl was passed separately over the Ga and Al sources. Monosilane (SiH₄) and metallic Mg were used for n- and p-type doping.

UV LED heterostructures consisted of AlN/AlGaIn ($x \sim 0.6$) composed buffer layer, 6-8 pairs of AlGaIn ($x \sim 0.1-0.15$)/AlGaIn ($x \sim 0.03-0.08$) stress relief layers (SRL), Si-doped n-AlGaIn ($x \sim 0.05-0.08$) barrier, (Al)GaIn active region, and Mg-doped p-AlGaIn ($x \sim 0.12$) barrier. Mg-doped p-AlGaIn ($x \sim 0.05$) cover layer completed the structure. Here x is a molar fraction of AlN. All these layers were clearly distinguished in cross-sectional SEM images.

Sharp cut-off wavelength in transmission spectra of the heterostructures at 336-343 nm conditioned shape of the short-wavelength part of the EL spectra that were detected through the substrate and determined by SRL, the thickest part of the structure. The EL peak wavelengths were in the range of 358-360 nm.

Room temperature μ -PL spectra obtained at excitation of 325 nm at the cleaved edge in several points demonstrated peaks from active region and major AlGaIn layers constituted the structure. There was no shift of the peaks from AlGaIn layers of SRL between measurement points. It can be attributed to strain-compensated structure. μ -Raman studies also demonstrated peaks from high- and low-content AlGaIn layers showing features of the structure design. Strain distribution through the structure will be discussed.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА В ТОНКИХ СЛОЯХ ЛЮМИНОФОРА СВЕТОДИОДНЫХ МОДУЛЕЙ

И.Н. Ивукин^{1,2}, В.Е. Бугров^{2,3}, А.Р. Ковш^{2,3}, М.А. Одноблюдов^{2,3}, А.Е. Романов^{1,2,4}*

¹ООО Оптоган Новые Технологии Света, Таллинское ш. 206, 198205, Санкт-Петербург, Россия,
тел. +7(812)4068067, e-mail: ivan.ivukin@optogan.com;

²Кафедра Светодиодных Технологий НИУ ИТМО, Кронверкский 49, 197101, Санкт-Петербург,
Россия;

³ЗАО Оптоган, Таллинское 206, 198205, Санкт-Петербург, Россия;

⁴Физико-технический институт имени А.Ф.Иоффе РАН, Политехническая 26, 194021, Санкт-Петербург, Россия

Теплоотвод в светодиодных устройствах высокой мощности – один из основных факторов, влияющих на их световую эффективность. Обеспечение теплового режима светодиодных модулей является ключевым элементом для повышения эффективности и долговечности устройств на их основе. Помимо того, что повышение температуры активной зоны светодиода влечет за собой падение эффективности светодиода и сокращение времени его службы, высокие рабочие температуры приводят также к термическому гашению люминофоров [1]. Температуры термического гашения люминофоров оказываются ниже температур, при которых наблюдаются значительные уменьшения собственной эффективности светодиодных чипов, что делает люминофорное покрытие светодиодного чипа в светодиодных модулях самым слабым звеном в контроле теплового режима светодиодных модулей.

Обеспечение теплового режима люминофорного покрытия светодиодных модулей осложняется наличием значительного тепловыделения в объеме люминофоросодержащего геля, обладающего крайне низким коэффициентом теплопроводности (около 0.2 Вт/м·К). Низкая теплопроводность люминофоросодержащего геля препятствует эффективному отводу тепла через подложку светодиодного модуля к системе охлаждения. Целью данной работы являлось уменьшение температуры люминофорного покрытия светодиодных модулей. Для достижения данной цели исследовался теплоотвод для люминофорного покрытия различной толщины (Рис 1 а). В данной работе проводилось исследование теплообмена в светодиодных модулях, созданных с использованием люминофорного покрытия.

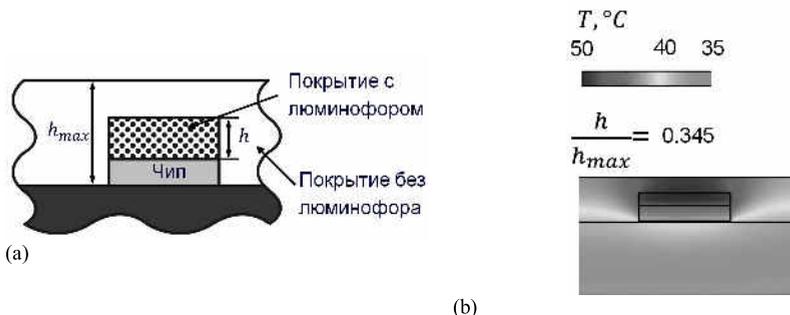


Рис.1. (а) Упрощенная схема фрагмента расчетной области (б) Примеры распределения температуры в поперечном срезе светодиодного модуля в окрестности чипов

Исследования проводились при помощи численного моделирования процессов теплообмена в программном комплексе COMSOL, а также с использованием экспериментов. Исследовался теплообмен в светодиодном модуле с люминофорным покрытием. Примеры результатов расчетов в виде распределения температуры в поперечном срезе светодиодного модуля изображены на рисунке 1 б.

Полученные результаты позволили добиться значительного уменьшения температуры люминофорного покрытия, более 30%.

[1] L. Chen, C.C. Lin, C.W. Yeh, R.S. Liu, Light converting inorganic phosphors for white light-emitting diodes. – Materials, 2010, Vol. 3, p. 2172-2195; DOI: 10.3390/ma3032172.

HEAT TRANSFER STUDY IN PHOSPHOR LAYERS OF LED MODULES

I.N. Ivukin^{1,2*}, V.E. Bougrov^{2,3}, A.R. Kovsh^{2,3}, M.A. Odnoblyudov^{2,3}, A.E. Romanov^{1,2,4}

¹LLC Optogan New Technology of Light, Tallinskoe 206, 198205, Saint-Petersburg, Russia,
phone: +7(812)4068067, e-mail: ivan.ivukin@optogan.com;

²Light Emitting Devices Department National Research University ITMO, Kronverkskiy, 49, 197101,
Saint-Petersburg, Russia;

³CJSC Optogan, Tallinskoe 206, 198205, Saint-Petersburg, Russia;

⁴Ioffe Physical-Technical Institute RAS, Polytechnicheskaya 26, 194021, Saint-Petersburg, Russia

LED modules heat transfer management is the key factor of their efficacy and reliability. Phosphor layer in LED modules is the most vulnerable for overheating LED modules part due to extremely low encapsulating gel heat transfer coefficient (about 0.2 W/m/K) and thermal quenching effect.

Aim of the presented study is the minimizing of the LED modules phosphor layers temperature.

Results of this study indicate that more that 30% phosphor layer temperature drop can be achieved due to phosphor layer thickness optimization.

ПРОФИЛЬ ТЕПЛООВОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ В МОЩНЫХ СВЕТОДИОДАХ РАЗЛИЧНОГО ТИПА CREE И REBEL

О.С. Васков¹, В.К. Кононенко¹, В.С. Нисс¹, А.Л. Закгейм^{2}, А.Е. Черняков²*

¹Белорусский национальный технический университет. Просп. Независимости, 65, 220013, Минск, Беларусь, e-mail: o_vascov@mail.ru;

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур Российской Академии наук Политехническая ул., 26, 194021, С.-Петербург, Россия, e-mail: zakgeim@mail.ioffe.ru.

В работе проведен анализ профиля теплового сопротивления мощных светоизлучающих диодов (СИД) различных типов Cree и Rebel. Известными методами определены компоненты теплового сопротивления и другие тепловые параметры СИД с различной структурой и конфигурацией, найдено значение активной площади и ее изменение при распространении теплового потока вдоль сечения излучателей. Для некоторых конфигураций обнаружено явление «бутылочного горлышка» (thermal bottleneck), существующее в области границ раздела слоев СИД.

Для анализа и идентификации распределения теплового сопротивления и значения R_{jc} в СИД необходимо знать детали их конструкции и размеры слоистых элементов. Наиболее мощные СИД белого свечения имеют конструкции типа thin-film flip-chip (TFFC) – Rebel, либо vertical thin-flip (VTF) – Cree (рис. 1). Как правило, СИД монтируются на металлизированную плату со структурой printed circuit board (PCB), состав материалов и толщина которых определяют полное тепловое сопротивление R_{jc} и мощностные возможности излучателей.

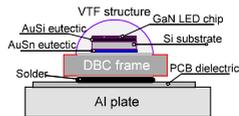


Рис. 1. Структура VTF СИД типа Cree XPE и XPG.

Детальные исследования тепловых характеристик СИД проведены с использованием Thermal Transient Tester (T3Ster, model 2000/100)[1]. Кроме того, измерения выполнены методом тепловой релаксационной спектроскопии, хорошо зарекомендовавшим себя при анализе тепловых параметров внутренних элементов гетеролазеров, СИД и транзисторов [2, 3]. Из временной зависимости температуры перехода при нагреве прямым током находятся дискретный и дифференциальный спектры теплового сопротивления R_{th} приборов, значения тепловой емкости C_{th} и постоянной времени тепловой релаксации τ . Для уточнения оценок R_{jc} использован также метод структурных функций согласно стандарту JESD51-14 [4].

Были проанализированы пять типов СИД (рис. 2). Структуры Rebel и Rebel ES имеют TFFC конфигурацию и корпуса DBC (Direct Bonded Copper) на основе алюмооксидной керамики, площадь чипов $S_{ch} = 1$ и 2 мм^2 . Образцы Cree со структурой VTF на кремниевой подложке и имеют либо алюмооксидный (Cree XPE) либо алюминитридный (Cree XPG) DBC корпуса. Площадь S_{ch} , соответственно, 1 мм^2 и 2 мм^2 . Еще один тип мощных СИД – Cree XPE-NEW выполнен по Direct Attach™ технологии на алюминитридной DBC подложке. Такие излучатели оснащены верхним слоем SiC и имеют типично $S_{ch} = 1 \text{ мм}^2$. Все светодиоды были смонтированы на алюминиевой печатной плате (MCPCB).

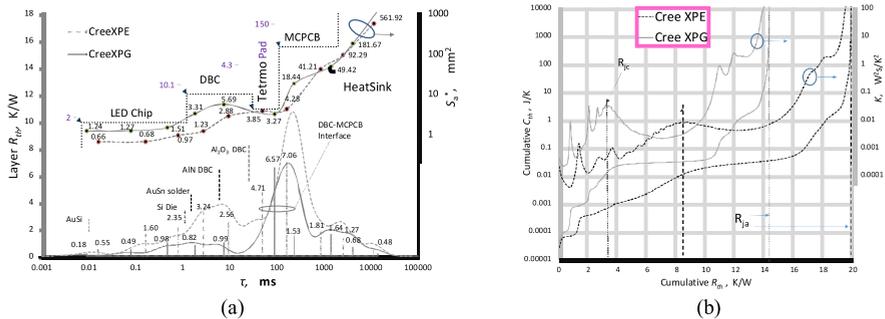


Рис. 2. Спектры $R_{th}(\tau)$ и вариации S_a^* (а); структурные функции для СИД типа Cree XPE и XPG (б).

Используя концепцию тепловой эффузии (effusivity) и определяя посылонные значения компонентов теплового сопротивления R_{th} и тепловой емкости C_{th} , можно установить изменение сечения S_a^* при распространении теплового потока вдоль структуры СИД: от перехода к подложке, теплоотводу и окружающей среде. Как известно [5], тепловая эффузия $e = \kappa / \sqrt{\alpha}$ прямо связана с теплопроводностью κ и температуропроводностью α , и поэтому ее экспериментальное значение задается, как $e^* = \sqrt{C_{th} / R_{th}} / S_a^*$, где эффективная площадь S_a^* зависит от особенностей конфигурации СИД и определяется размерами слоев и площадью чипа S_{ch} , а также коэффициентом его заполнения γ , который составляет практически 0.4–0.7.

В частности, характерная закономерность вида теплового кинка проявляется в образцах Cree XPG на границе раздела слоев DBC и MCPCB вблизи области припоя (рис. 2, а). Обнаруженные вариации площади сечения S_a^* при распространении теплового потока вдоль структуры демонстрируют, что в интерфейсной области DBC–MCPCB возникает характерный эффект «bottleneck» [6]. Данное явление наиболее сильно выражено для СИД типа Cree XPG and Cree XPE-HEW. В этом случае корпуса обоих типов СИД изготовлены на базе нитридных керамик.

Сравнительные значения тепловых сопротивлений показывают, что основной вклад в общее тепловое сопротивление различных СИД вносит интерфейс между слоями DBC и MCPCB (рис. 3). Для образцов Cree XPE-HEW и Cree XPG этот вклад достигает до 40 % и выше. В структурах такого типа преимущества, получаемые путем использования нитридных DBC с высокой теплопроводностью, теряются из-за плохого теплового согласования плат DBC–MCPCB, что приводит к низкой эффективности системы охлаждения светодиодов в целом.

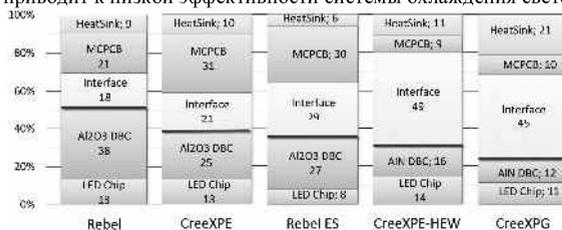


Рис. 3. Диаграмма относительного вклада теплового сопротивления для СИД типа Rebel и Cree.

Таким образом, детально исследованы тепловые параметры высокоэффективных СИД типов Cree и Luxeon Rebel. Для излучателей определена активная площадь перехода и для определенных конфигураций обнаружен характерный эффект типа «бутылочного горлышка»

[1] А.Л. Закгейм, Г.Л. Курышев, М.Н. Мизеров, В.Г. Половинкин, И.В.Рожанский, А.Е. Черняков. ФТП, том 44, вып. 3 (2010), с.390-396.
 [2] Yu.A.Bumai, A.S.Vaskou, V.K.Kononenko. Metrology and Measurement Systems. 2010. Vol. 17, No. 1. P. 39–46.
 [3] Ю.А.Бумай, О.С.Васьков, В.К.Кононенко, В.М.Ломачо. Электроника инфо. 2010. № 3. С. 58–59.
 [4] H.Pape, D.Schweitzer, L.Chen, R.Kutscherauer, M.Walder. Microelectron. Reliability. 2012. Vol. 52, No. 7. P. 1272–1278.
 [5] E.Marin. Phys. Teach. 2006. Vol. 44, No. 7. P. 432–434.
 [6] B.Yan, J.P.You, N.T.Tran, Y.He, F.G.Shi. IEEE Trans. Compon. Packag. Technol. 2010. Vol. 33, No. 4. P. 722–727.

PROFILE OF THE THERMAL RESISTANCE IN POWERFUL LIGHT-EMITTING DIODES OF DIFFERENT TYPES CREE AND REBEL

A.S. Vaskou¹, V.K. Kononenko¹, V.S. Niss¹, A.L. Zakgeim^{2}, A.E. Chernyakov²*

¹BNTU. 65 Independence Ave., 220013, Minsk, Belarus, e-mail: o_vascov@mail.ru;

²MRE Center, RAS. 26 Polytekhnicheskaya Str., 194021, St. Petersburg, Russia, e-mail: zakgeim@mail.ioffe.ru.

Analysis of the thermal components of high efficiency power LEDs of Cree and Luxeon Rebel types is developed. The value of LED active junction area is evaluated and characteristic behavior of bottleneck effect is revealed for definite die configurations and packages.

СНИЖЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЕРЕГРЕВА АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ МАТРИЦЫ МОЩНЫХ СВЕТОДИОДОВ ЗА СЧЁТ ЖИДКОСТНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

А. В. Данильчик¹, Е. В. Луценко¹, Н. В. Ржеуцкий¹, А. Г. Войнилович¹, М. С. Леоненя^{1}, В. Н. Павловский¹, Г. П. Яблонский¹.*

¹Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси. Пр. Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь, тел. +375(17)2841419, e-mail: max.leoneny@gmail.com

Создание светодиодных модулей с высокой плотностью мощности излучения предполагает использование светодиодов малых размеров с низким тепловым сопротивлением. Матрицы светодиодов могут применяться в качестве мощных источников света, например, при высокоскоростной видеосъемке быстро происходящих событий. Линейки или матрицы современных светодиодов могут иметь суммарную мощность излучения достаточную для накачки активных лазерных сред. В настоящей работе для создания матрицы светодиодов использованы светодиоды Rebel Z-серии [1]. Площадь основания таких светодиодов составляет всего 2.2 мм², а рабочий ток достигает 1 А. Для обеспечения эффективной работы матрицы необходимо непосредственное охлаждение её потоком жидкости [2].

На вставке рисунка 1 представлена фотография светодиодной матрицы размерами 1.5×0.6 см², расположенной на алюминиевой пластине, на которую методом поверхностного монтажа посажены соединенные электрически последовательно тридцать три светодиода марки Rebel LXZ1-PE01-0048 [1], излучающие на длине волны ~ 500 нм. Питание светодиодов осуществлялось непрерывным током величиной от 1 до 1000 мА. Для повышения эффективности охлаждения линейка светодиодов помещалась в стеклянную трубку с прокачиваемой по ней насосом жидкостью. В качестве охлаждающей жидкости при активном непосредственном охлаждении светодиодов использовался этиловый спирт. На рисунке 1 представлена зависимость выходной оптической мощности матрицы светодиодов от тока инжекции при стабилизации температуры алюминиевого основания 20°C элементом Пельтье. В этом случае была достигнута максимальная оптическая мощность 13.8 Вт. На вставке рисунка 1 представлены спектры излучения светодиода LXZ1-PE01-0048 при постоянном токе инжекции при стабилизации температуры корпуса при 20°C, а также при непосредственном охлаждении жидкостью. Спектр излучения при жидкостном охлаждении смещен в коротковолновую область на 3 нм относительно спектра при стабилизации температуры при 20°C.

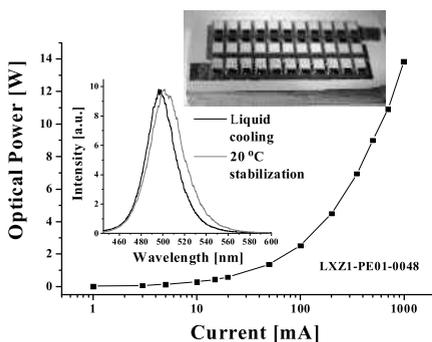


Рисунок 1 – Мощность оптического излучения светодиодного модуля в зависимости от тока инжекции. Вставки: фотография модуля и спектры излучения при токе 1 А.

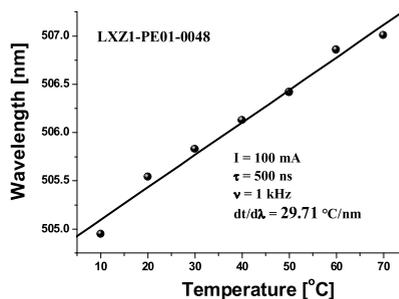


Рисунок 2 – Зависимость положения спектра ЭЛ светодиода LXZ1-PE01-0048 от температуры при импульсном токе.

Из измерений параметров одного светодиода матрицы была оценена величина перегрева активной области. Для оценки использовался метод, основанный на сравнении положений измеренных спектров электролюминесценции (ЭЛ) при постоянном токе с положениями спектров электролюминесценции при возбуждении короткими импульсами тока такой же величины в зависимости от температуры. При этом импульсы тока, подаваемые на светодиод, имели длительность 0.5 мкс и частоту повторения 1 кГц. Зависимость положения спектра ЭЛ светодиода LXZ1-PE01-0048 от температуры при импульсном токе 100 мА представлена на рисунке 2. Из наклона данной зависимости получен коэффициент температурного смещения $dt/d\lambda = 29.71^\circ\text{C}/\text{nm}$.

На рисунке 3 приведены положения спектров ЭЛ исследуемых светодиодов при непрерывном и импульсном возбуждении током величиной до 1 А, а также при непрерывном токе и охлаждении этиловым спиртом. Отсюда получалась разность положений спектров ЭЛ при непрерывном и импульсном токах $\Delta\lambda = \lambda_{DC} - \lambda_{pulse}$, которая для получения температуры перегрева активной области умножалась на $dt/d\lambda$. На рисунке 4 показана зависимость температуры перегрева активной области светодиода LXZ1-PE01-0048 от тока инжекции при стабилизации температуры алюминиевого основания при 20°C, а также температура перегрева при непрерывном токе и жидкостном охлаждении. Таким образом, в случае стабилизации элементом Пельтье максимальная температура перегрева активной области $T_{пер}=135^\circ\text{C}$, а при охлаждении жидкостью $T_{пер}=40^\circ\text{C}$.

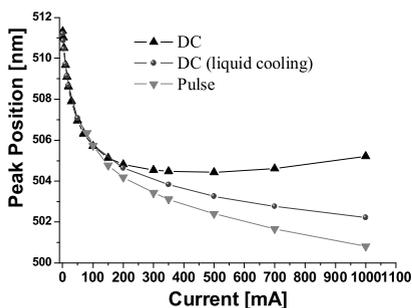


Рисунок 3 – Зависимость положения спектра ЭЛ светодиода LXZ1-PE01-0048 от величины тока инжекции при непрерывном и импульсном токе, а также при непрерывном токе и жидкостном охлаждении.

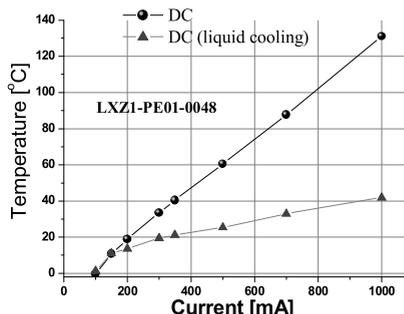


Рисунок 4 – Температура перегрева активной области светодиода LXZ1-PE01-0048 в зависимости от тока инжекции при стабилизации температуры основания при 20°C и при жидкостном охлаждении.

Таким образом, разработан и изготовлен макет светодиодного модуля из тридцати трех светодиодов с активным жидкостным охлаждением, излучающий в зеленой области спектра. Максимальная оптическая мощность излучения светодиодной матрицы при стабилизации температуры при 20°C (без охлаждения жидкостью) составила 13.8 Вт при токе инжекции 1 А. По температурному смещению спектров излучения показано, что перегрев активной области при токе инжекции 1 А снижается от 135°C при стабилизации температуры подложки светодиодов (20°C) элементом Пельтье до 40°C при непосредственном охлаждении жидкостью.

[1] <http://www.philipslumileds.com/uploads/375/DS105-pdf>

[2] Y. Lai, N. Cordero, F. Barthel, F. Tebbe, J. Kuhn, R. Apfelbeck and D. Würtenberger, Applied Thermal Engineering **29** (5-6), p. 1239-1244 (2009).

REDUCTION OF OVERHEATING TEMPERATURE OF POWERFUL LIGHT EMITTING DIODE MATRIX FOR THE ACCOUNT OF DIRECT LIQUID COOLING

A. V. Danilchik¹, E. V. Lutsenko, M. V. Rzheutski, A. G. Voinilovich¹, M. S. Leanenia^{1}, V. N. Pavlovskii¹, G. P. Yablonskii¹*

¹B. I. Stepanov Institute of Physics of NASB, Independence Ave. 68, 220072 Minsk, Belarus, tel.: +375 17 2949025, e-mail: e.lutsenko@ifanbel.bas-net.by

Light emitting diode (LED) matrix with direct liquid cooling was designed and manufactured. Module layout consists of thirty three LEDs emitting in the green region of the spectrum. Maximum optical output power of the LED matrix at stable temperature of 20°C (without liquid cooling) was 13.8 W at a current value of 1 A. A considerable shift of the emission spectra at the continuous wave injection current value of 1 A indicates that the overheating of the active region is as large as 135°C. It was shown that the use of direct liquid cooling leads to an absence of long-wavelength spectrum shift, indicating good heat dissipation and overheating of the active region is only about 40°C.

ИЗМЕРИТЕЛЬ ТЕПЛООВОГО ИМПЕДАНСА СВЕТОДИОДОВ

В.И. Смирнов, В.А. Сергеев, А.А. Гавриков*

Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова
Российской академии наук.

ул. Гончарова, д. 48/2, 432011, г. Ульяновск. тел. +7(8422) 442996, e-mail: ufire@mv.ru

Тепловое сопротивление светодиодов определяет изменение температуры активной области (p - n перехода) кристалла относительно корпуса или окружающей среды, вызванное протеканием через светодиод электрического тока. Измерение этого параметра приобретает особую важность для мощных светодиодов и светодиодных модулей, у которых большая рассеиваемая мощность может вызвать сильный перегрев кристалла с последующими негативными последствиями.

Косвенные методы измерения теплового сопротивления полупроводниковых диодов состоят в изменении температуры p - n перехода $\Delta\theta_n$ по изменению некоторого температурочувствительного параметра (ТЧП) при изменении потребляемой диодом мощности на известную величину ΔP и поддержании при этом неизменной температура корпуса. Тепловое сопротивление определяется как отношение $\Delta\theta_n$ к ΔP . В качестве ТЧП для диодов обычно используют прямое падение напряжения на p - n переходе при пропускании через него небольшого тока. Это вызывает необходимость периодически переключаться из греющего режима в режим измерения ТЧП и обратно.

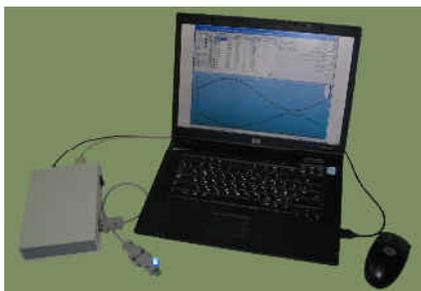
Стандартный метод измерения теплового сопротивления полупроводниковых диодов согласно ГОСТ 19656.18-84 [1] состоит в пропускании через диод импульсов греющего тока заданной длительности и амплитуды и измерении по окончании импульса греющего тока напряжения $U_{TH}(t)$ на диоде при пропускании через него малого прямого тока. Недостаток метода - большая погрешность измерения импульсного напряжения $U_{TH}(t)$ из-за влияния переходных электрических процессов при переключении диода из режима разогрева в режим измерения. По сути, аналогичный метод измерения теплового сопротивления определен стандартом США Mil Std 883C Method 1012.1 [2].

В последнее время за рубежом получил развитие метод измерения теплофизических параметров светодиодов на основе стандарта JESD51-1 [3]. Суть метода состоит в том, что на диод подается ступенька греющей мощности заданной величины, и в процессе разогрева периодически на короткое время (до нескольких десятков микросекунд) греющая мощность отключается и измеряется ТЧП - падение напряжения на p - n переходе при малом прямом токе. Анализ кривой нагрева позволяет определить вклад отдельных элементов конструкции светодиода в общее тепловое сопротивление. Этот метод реализован в измерительной установке T3Ster -Thermal Transient Tester [4].

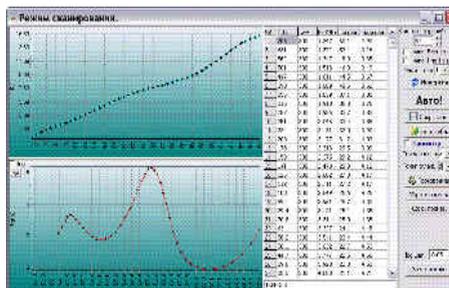
Достоинством метода является то, что информация о тепловых параметрах объекта получается за один временной скан, не превышающий обычно по длительности несколько сотен секунд при общем количестве отсчетов температуры порядка 2000 в моменты времени, равномерно распределенные по логарифмической временной шкале. При этом необходимо учитывать, что изменения температуры между соседними отсчетами могут составлять величину порядка $0,01^\circ\text{C}$. При температурном коэффициенте напряжения $2 \text{ мВ}/^\circ\text{C}$ это соответствует изменению прямого напряжения на p - n переходе около $0,02 \text{ мВ}$, что меньше единицы младшего разряда 16-битного АЦП. Возможность провести многократные измерения температуры с последующим усреднением в данном методе отсутствует. Все это может привести к существенным погрешностям, вызванным квантованием аналогового сигнала при измерении температуры перехода.

Альтернативой данному методу является разработанный нами спектральный метод измерения теплового импеданса полупроводниковых диодов [5]. Он основан на пропускании через p - n переход светодиода последовательности электрических разогревающих импульсов тока заданной величины с широко-импульсной модуляцией, осуществляемой по гармоническому закону, и измерении в промежутках между импульсами греющего тока изменения температуры p - n перехода. Температура, как и во всех указанных выше методах, определяется на основе измерения прямого напряжения на p - n переходе при пропускании малого прямого тока. По результатам измерения напряжения на диоде во время импульсов греющего тока и в промежутках между ними с помощью Фурье-преобразования вычисляются амплитуды и фазы основных гармоник греющей мощности и температуры p - n -перехода, что позволяет определить модуль теплового импеданса переход-корпус светодиода и сдвиг фаз между температурой p - n -перехода и греющей мощностью.

Данный способ реализован в автоматизированном измерительном комплексе, внешний вид которого представлен на рис.1а. Он включает в себя непосредственно измеритель теплового импеданса, предназначенный для генерации греющих импульсов и измерения ТЧП; компьютер и программу управления функционированием комплекса.



(a)



(б)

Рис.1. Внешний вид автоматизированного измерительного комплекса (а); интерфейс управляющей программы в режиме сканирования по частоте модуляции (б)

Процессом измерения управляет микроконтроллер, а всю обработку результатов измерений и их представление на экране монитора в удобном для анализа виде осуществляет компьютер. На рис.1б показан интерфейс программы в режиме сканирования по частоте модуляции греющей мощности. Компоненты теплового сопротивления отображаются в виде максимумов в нижнем окне (рис. 1б). В качестве образца использован мощный светодиод производства фирмы Cree.

Программа управления комплексом позволяет решить такие задачи, как установка режимов работы комплекса, обработка результатов измерения в соответствии с заданными алгоритмами, отображение результатов измерения и обработки в текстовом и графическом виде; ведение базы данных с результатами измерений, определение частотной и токовой зависимостей теплового импеданса и т.д.

Программа LED Meter позволяет реализовать следующие режимы работы:

- режим однократного измерения при заданной частоте модуляции греющей мощности;
- режим сканирования по частоте модуляции при заданном токе;
- тестовый режим;
- режим контроля функционированием комплекса.

Основные технические характеристики измерителя: диапазон измерения модуля теплового импеданса – от 0.05 до 5000 К/Вт; амплитуда греющих импульсов тока – от 10 до 1100 мА; максимальное выходное напряжение – 22 В; частота модуляции греющей мощности – от 0.001 до 700 Гц; погрешность измерения – 2%.

- [1] Диоды полупроводниковые СВЧ. Методы измерения теплового сопротивления переход-корпус и импульсного теплового сопротивления. ГОСТ 19656, 18-84. - М.: 1984.
- [2] Mil Std 883C Method 1012.1 Thermal Characteristics of Microelectronic Devices.
- [3] IC Thermal Measurement Method – Electrical Test Method (Single Semiconductor Device) EIA/JEDEC JESD51-1 standard// <http://www.jedec.org/download/search/jesd51-1.pdf>.
- [4] T3Ster – Thermal Transient Tester // www.mentor.com/micred.
- [5] Сергеев В.А, Смирнов В.И. и др. Способ измерения теплового импеданса полупроводниковых диодов // Патент РФ № 2402783. Оpubл. 27.10.10. Бюл. № 30.

LIGHT-EMITTING DIODES THERMAL IMPEDANCE METER

V.I. Smirnov, V.A. Sergeev, A.A. Gavrikov*

Ulyanovsk branch of the Institution of Russian academy of sciences Kotel'nikov
 Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS,
 Goncharova St., 48/2, 432011, Ulyanovsk, phone. +7(8422) 442996, e-mail: ufire@mv.ru

The article is dedicated to LED's thermal impedance meter and the methodic it based on. The method is based on heating LED with the sequence of PWM current pulses with their height varying harmonically. Thermal impedance is measured by measuring amplitudes and phases of main harmonics of heating power and temperature-sensitive parameter - forward voltage drop on the diode measured between the heating pulses with low current flow.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ЯРКОСТИ СВЕЧЕНИЯ InGaN И AlInGaP СВЕТОДИОДОВ ПРИ НИЗКИХ ТОКАХ

А.В. Беринцев, С.Г. Новиков, И.С. Федоров*

Научно исследовательский технологический институт им. С.П. Капицы Ульяновского государственного университета. ул. Льва Толстого, 42, 432017, Ульяновск, тел. +7(917)6024124, e-mail: berints@mail.ru

Появления люминесценции у современных излучающих диодов (ИД) при токах порядка нескольких микроампер является интересным фактом и стимулирует исследования в области физики работы излучающих диодов и технике их применений. Наличие зависимости параметров люминесценции при малых токах от внешних факторов, таких как температура, электрические и магнитные поля, а также радиационное воздействие, позволило бы использовать излучающие структуры в качестве первичных преобразователей и сенсоров. Сопряжение такого преобразователя с линией передачи оптического сигнала, и, посредством линии с измерительной аппаратурой позволит создать датчики нового типа. В данной работе исследуется поведение излучающих диодов при токах порядка нескольких микроампер в диапазоне температур от 27 до 250 °С для оценки возможности использования излучающего диода в качестве сенсора температуры с оптическим выходом.

Для большинства современных излучающих диодов, работающих в номинальных режимах наблюдается снижение энергетической яркости свечения с ростом температуры. При этом установлено, что зависимость энергетической яркости излучения светодиода от тока при низком уровне инжекции близка к линейной. Верхний предел температурного диапазона, в котором исследуют излучающие диоды ограничивается значением 160 °С.

Несмотря на известный факт люминесценции в режимах малых токов яркость излучения диодов при высоких внешних температурах (свыше 200 °С) к настоящему моменту мало изучена, за исключением небольшого числа работ, касающихся в основном вопросов повышения КПД [1].

В данной работе в качестве объектов исследований избраны коммерческие SMD AlInGaP светодиоды красного, желтого и InGaN зеленого и синего свечения фирмы Forgyard optoelectronics.

Для проведения экспериментальных исследований зависимостей параметров и характеристик излучающих диодов от температуры разработана автоматизированная установка, которая состоит из нагревателя с датчиком температуры, источника тока, фотоприемника, модуля измерения и управления и персонального компьютера. Измеряемые характеристики отображаются на экране компьютера и сохраняются в виде файла, пригодного для дальнейшей обработки.

Светодиод в измерительной установке подключен к источнику постоянного напряжения через постоянный резистор. Таким образом, и ток и напряжение светодиода будет одновременно изменяться с изменением температуры, что компенсирует падение яркости с увеличением с температурой количества безызлучательных рекомбинаций. При такой схеме подключения для синих и зеленых излучающих диодов реализованных на основе InGaN структуры в диапазоне температур до 250 °С наблюдается рост яркости, в то время как для красных и желтых диодов наблюдается спад (рис. 1,2). Кроме того, интенсивность излучения светодиодов на основе InGaN изменяется с температурой слабее, чем светодиодов на основе AlInGaP. Причина такого поведения яркостных характеристик заключается в следующем.

Во-первых, в широкозонных материалах на основе нитридов III группы потенциальный барьер между активным и барьерными слоями гораздо выше, чем в других системах. Поэтому носителям трудно преодолеть эти барьеры, что значительно снижает вероятность утечки носителей из активной области [1].

Во-вторых, в работе [2] было отмечено, что пьезоэлектрические поля в структурах InGaN /GaN приводят к пространственному разделению электронов и дырок в ямах. Поэтому легирование барьеров донорами и экранировка электронами этих полей должны увеличивать вероятность излучательной рекомбинации в квантовых ямах. Уменьшение суммарного электрического поля в барьерах уменьшает вероятность безызлучательных туннельных токов. Это также способствует увеличению квантового выхода излучения с температурой.

Кроме того установлено, что при низких токах, протекающих через излучающий диод все исследованные приборы сохраняют работоспособность до температур порядка 350 °С. Дальнейшее увеличение температуры приводит к выходу излучающего диода из строя, которое связано не с деградацией кристалла прибора а с разрушением соединений и деформацией подложки, на которой расположен кристалл.

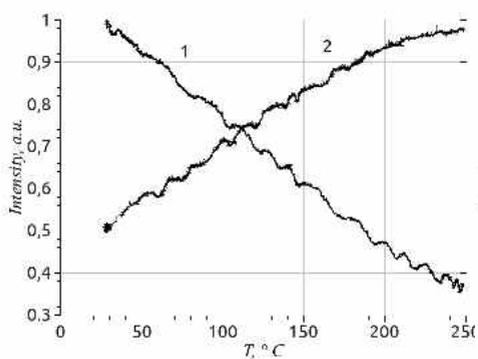


Рис.1. Зависимость относительной яркости излучения красного (1) и зеленого (2) светодиодов от температуры.

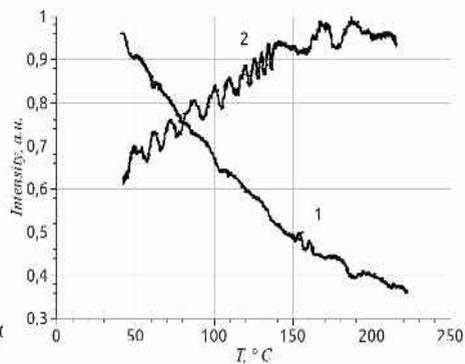


Рис.2. Зависимость относительной яркости излучения желтого(1) и синего (2) светодиодов от температуры.

В ходе экспериментов, также были проведены исследования при циклическом изменении температуры в диапазоне от 30 до 250°C (4-5 циклов для каждого из светодиодов). Результаты этих исследований показывают, что при циклических нагревах и остываниях в пределах погрешности измерений светодиоды сохраняют свои яркостные свойства. Кроме того, при приведении температурных исследований обнаружено значительное смещение спектров излучения для всех светодиодов в длинноволновую область. Для получения количественных характеристик спектральных сдвигов в настоящее время проводится модернизация экспериментальной установки.

Таким образом, проведенные исследования показывают, что излучающие диоды синего и зеленого цвета свечения могут использоваться для создания преобразователей «температура-яркость свечения» с простой функцией преобразования с положительным температурным коэффициентом яркости, а красные и желтые излучающие диоды – с отрицательным температурным коэффициентом. Реализация дополнительных волоконных систем передачи оптического сигнала от излучающего диода к фотоприемнику позволит пространственно разделить области повышенной измеряемой температуры и области с нормальными условиями для работы измерительной аппаратуры.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках федеральных целевых программ «Научные и научно педагогические кадры инновационной России на 2009-2013 годы» и «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно технологического комплекса России на 2007-2013 годы»

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

[2] Мамакин С.С., Юнович А.Э., Ваттана А.Б., Маняхин Ф. И. ФТП. **37(9)** 1131 (2003)

THE STUDY OF HIGH-TEMPERATURE OPERATION OF InGaN AND AlInGaP LEDs AT LOW CURRENTS

A.V. Berintsev, S.G. Novikov, I.S. Fedotov*

S. P. Kapitza Research Technology Institute of Ulyanovsk State University . Lva Tolstogo Str., 42, 432017, Ulyanovsk,
phone. +7(917)6024124, e-mail: berints@mail.ru;

We study behavior of light emitting diodes (LEDs) at the current of several mA in the temperature range of 27-250 °C. Within this range, a linear increase of brightness with the temperature for green, blue, red and yellow LEDs is observed. It is shown that these LEDs could serve as a optical temperature sensor.

ЗАКОНОМЕРНОСТИ И ОСОБЕННОСТИ ТОКОВЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ТЕПЛОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ПЕРЕХОД-КОРПУС МОЩНЫХ InGaN/GaN СВЕТОДИОДОВ

В.А. Сергеев, В.И. Смирнов, И.В. Фролов, А. М. Ходаков*

Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.
ул. Гончарова, д. 48/2, 432011, г. Ульяновск. тел. +7(8422) 442996, e-mail: ufire@mv.ru

В [1,2] рассмотрена нелинейная тепловая модель мощного светозлучающего диода (СИД) с InGaN/GaN гетероструктурой на сапфировой подложке с одновременным учетом температурной зависимости плотности тока и зависимости внутренней квантовой эффективности гетероструктуры от температуры и плотности тока. Изотермическое распределение плотности тока по площади структуры до саморазогрева структуры полагалось однородным. Показано, что в этом приближении средняя температура гетероперехода и, соответственно, тепловое сопротивление переход-корпус мощных СИД в результате действия указанных выше механизмов тепловой обратной связи заметно (на 15-20%) растут с увеличением полного тока через диод от 0 до I_{max} . Полученные модельные зависимости достаточно хорошо совпадают с экспериментальными данными, полученными на единичных образцах мощных СИД нескольких типов, отвечающих модельным приближениям.

Для исследования зависимостей тепловых параметров (ТП) СИД от параметров режима и внешних факторов использовались разработанные авторами оригинальные средства определения ТП по частотным зависимостям модуля и фазы теплового импеданса, измеренным с применением широко-импульсной модуляции электрической греющей мощности по гармоническому закону, которые по чувствительности и точности не уступают зарубежным аналогам [3, 4]. На экспериментальных зависимостях модуля теплового импеданса $|Z_T(\omega)|$ СИД типа XRC-RED-L1-R2-M2-C-1 производства фирмы Cree [5] от частоты модуляции греющей мощности (рис. 1а) наблюдаются три участка медленного и два участка быстрого спада; на частотных зависимостях фазы теплового импеданса (рис. 1б) пологим участкам соответствуют минимумы, а участкам быстрого спада - максимумы.

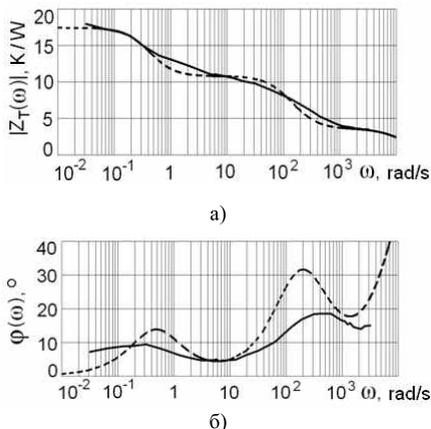


Рис. 3. Частотные зависимости модуля (а) и фазы (б) теплового импеданса мощного СИД типа XRC-RED-L1-R2-M2-C-1 на алюминиевой пластине при токе 200 мА

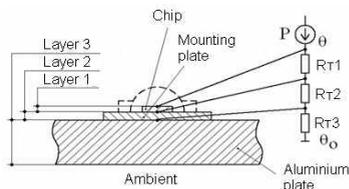


Рис. 1. Конструкция мощного СИД XRC-RED-L1-R2-M2-C-1 на алюминиевой пластине

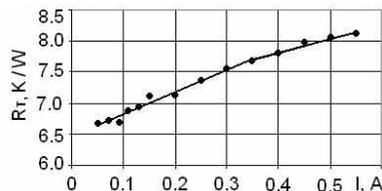


Рис. 2. Токвая зависимость теплового сопротивления переход-корпус мощных СИД типа XRC-RED-L1-R2-M2-C-1

Конструкция исследованных СИД, размещенных на теплоотводящей алюминиевой пластине, показана на рис. 2. Основание корпуса СИД семейства XRC представляет собой металлизированную керамическую пластину (КП) нитрида алюминия. Кристаллы СИД этого типа имеют размеры 680×680 мкм и представляют собой InGaN/GaN гетероструктуру на SiC подложке толщиной 100 мкм. Кристалл окружен металлическим отражателем и сверху закрыт «плавающей» линзой. В такой конструкции тепловой поток от гетероперехода к теплоотводящей пластине можно считать одномерным и выделить три характерных слоя: слой 1 – гетеропереход - верхняя поверхность КП; слой 2 – верхняя поверхность КП - поверхность тепловода (точка пайки); слой 3 – точка пайки - тепловод.

Тепловое сопротивление R_{Ti} и тепловая постоянная времени τ_{Ti} i -го звена n -звенной тепловой схемы СИД находятся путем решения системы $2n$ уравнений для модуля и фазы теплового импеданса, измеренных на n частотах $\{\Omega_j\}$:

$$|Z_T(\Omega_j)| = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^n \frac{R_{Ti}}{1 + \Omega_j^2 \tau_{Ti}^2}\right)^2 + \Omega_j^2 \left(\sum_{i=1}^n \frac{R_{Ti} \tau_{Ti}}{1 + \Omega_j^2 \tau_{Ti}^2}\right)^2}; \quad (1a)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_T(\Omega_j) = \frac{\operatorname{Im} Z_T}{\operatorname{Re} Z_T} = \Omega_j \frac{\sum_{i=1}^n \frac{R_{Ti} \tau_{Ti}}{1 + \Omega_j^2 \tau_{Ti}^2}}{\sum_{i=1}^n \frac{R_{Ti}}{1 + \Omega_j^2 \tau_{Ti}^2}}. \quad (1б)$$

По экспериментальным зависимостям были составлены системы уравнений (1) и рассчитаны ТП 3-х звенной тепловой схемы СИД и, далее по этим параметрам построены расчетные частотные зависимости модуля и фазы теплового импеданса (штриховые линии на рис. 1). Наибольшее отличие (порядка 10%) расчетных характеристик от экспериментальных наблюдается на участках быстрого изменения $|Z_T(\Omega)|$, что свидетельствует о некотором отклонении теплового потока от одномерного. Согласно тепловой схемы значение импеданса модуля теплового импеданса на частоте 1 Гц соответствует тепловому сопротивлению переход-корпус $R_{Тп-к}$ данного типа СИД.

Токовые зависимости $R_{Тп-к}$ измерялись на выборке из 30 штук СИД в диапазоне токов от 50...550 мА. Характерный вид зависимости $R_{Тп-к}(I)$ мощных СИД приведен на рис.3. Из рисунка видно, что крутизна зависимости $R_{Тп-к}(I)$ заметно уменьшается при токах больше 300 мА, что отмечалось и в [2]. По экспериментальным данным рассчитывались крутизна $K1$ зависимости $R_{Тп-к}(I)$ на участке 50...350 мА, крутизна $K2$ на участке 350...550 мА и их отношение. Выборочные средние значения и среднеквадратические отклонения средних значений параметров токовых зависимостей приведены в таблице.

$R_{Тп-к}$ К/Вт	СКО $R_{Тп-к}$ К/Вт	Крутизна $K1$ К/Вт·А	СКО $K1$ К/Вт·А	Отношение $K2/K1$	СКО ($K2/K1$)
7,2	1,5	2,9	0,4	0,83	0,12

Приведенные результаты, на наш взгляд, подтверждают адекватность развитых нелинейных тепловых моделей гетеропереходных СИД и токовые зависимости $R_{Тп-к}(I)$ могут быть использованы для контроля однородности распределения температуры и плотности тока в структурах гетеропереходных СИД.

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 14.132.21.1708 «Разработка неразрушающих методов и средств контроля качества гетеропереходных светоизлучающих диодов по шумовым характеристикам».

- [1] Sergeev V.A., Hodakov A.M. JPCS, 291 (2011) 012042- doi:10.1088/1742-6596/291/01/012042
 [2] Сергеев В. А., Ходаков А. М. ФТП. 2012. №5. С. 691-694
 [3] Смирнов В. И., Сергеев В. А. и др. ПТЭ, 2013., №1., С.135-136.
 [4] Сергеев В.А., Смирнов В.И. и др. Известия вузов. Электроника.2012. №3 - С. 64-68.
 [5] Cree XLamp // www.cree.com.

REGULARITIES AND FEATURES OF CURRENT DEPENDENCES OF JUNCTION-CASE THERMAL RESISTANCE OF InGaN/GaN POWER LIGHT-EMITTING DIODES

V.A. Sergeev, V.I. Smirnov, I.V. Frolov, A.M. Hodakov*

Ulyanovsk branch of the Institution of Russian academy of sciences Kotel'nikov
 Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS,
 Goncharova St., 48/2, 432011, Ulyanovsk, phone. +7(8422) 442996, e-mail: ufire@mv.ru

On the basis of measurement of thermal characteristics on 30 sampels of power InGaN/GaN light emitting diodes (LED) of Cree production of in the range of current 50... 550 mA it is shown that thermal resistance junction-case R_{Tj-c} of all LEDs increases with increase of working current. It is established that the steepness of current dependence of R_{Tj-c} considerably decreases at currents more than 300 mA. Selective parameters of R_{Tj-c} current dependences are calculated. The received results confirm adequacy of early offered nonlinear thermal models of power LED and can use for an estimating of heterogeneity of distribution of temperature and current density in LED's structures.

ЛИНЕЙНЫЙ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В СВЕТОДИОДНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ GaN/InGaN/AlGaN

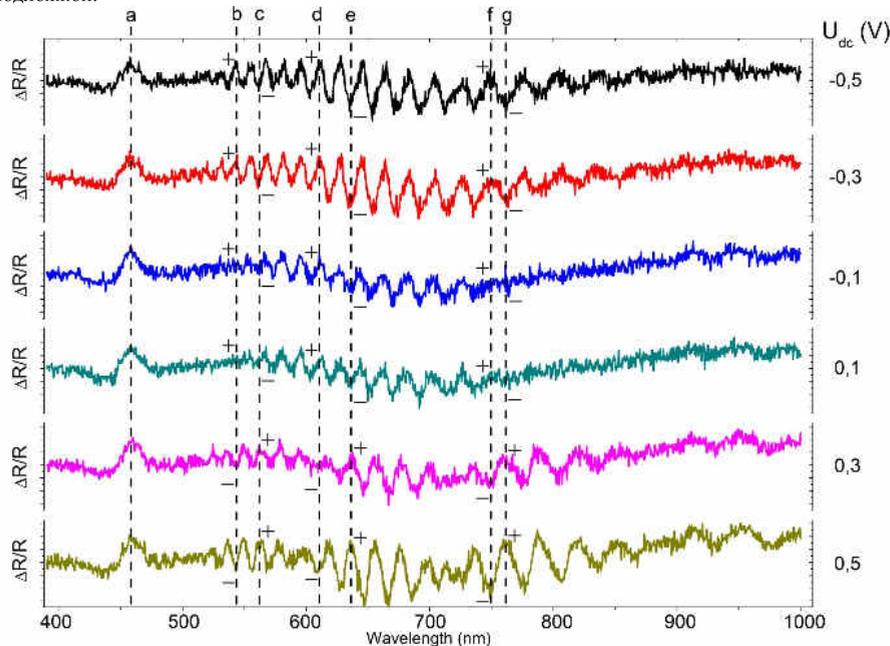
Л.П. Авакяни, А.Э. Асланян, П.Ю. Бокон, К.Ю. Положенцев, А.В. Червяков

Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы 1 стр. 2, 119991, Москва
тел. +7(495)9392388, e-mail: pavel bokov@physics.msu.ru

Применение многокомпонентных полупроводниковых соединений в технологии производства полупроводниковых приборов играет важную роль. В то же время, зависимость ряда практически важных параметров многокомпонентных полупроводниковых соединений от их состава остается не изученной. При конструировании современных светоизлучающих диодов на основе соединений III-N практически важными оказываются параметры, позволяющие определять зависимость диэлектрической функции материала от напряженности электрического поля. К числу таких параметров можно отнести компоненту Γ_{13} электрооптического тензора, которая в настоящей работе определена для соединения $\text{In}_{0,12}\text{Ga}_{0,88}\text{N}$ методом спектроскопии электроотражения.

Методом спектроскопии электроотражения исследована светодиодная гетероструктура на основе соединений GaN/InGaN/AlGaN с множественными квантовыми ямами в активной области. Для регистрации спектров электроотражения к рп-переходу подавалось переменное напряжение размахом 1,5 В и постоянной составляющей от -0,5 В до 0,5 В. С шагом 0,2 В по постоянной составляющей напряжения получены спектры электроотражения. Спектры регистрировались при комнатной температуре. Частота модулирующего напряжения составляла 370 Гц [1].

В спектрах электроотражения наблюдалась линия (обозначена на рисунке символом «а») связанная с межзонными переходами в активной области и серии интерференционных полос. Оценка толщины слоя, в котором происходит интерференция дала следующие значения: $(5,14 \pm 0,05)$ нм и $(4,80 \pm 0,10)$ нм при напряжении смещения -0,5 В и 0,5 В, соответственно. Указанная толщина соответствует отражению между активной областью гетероструктуры и сапфировой подложкой.



Положение линии, обусловленной межзонными переходами в области множественных квантовых ям, оставалось неизменным при изменении постоянной составляющей модулирующего напряжения на рп переходе в указанном диапазоне. В то же время наблюдалось изменение фазы в интерференционной части спектра электроотражения при изменении постоянного смещения на рп переходе. Из рисунка видно, что смена знака экстремумов в интерференционной части спектров

электроотражения происходит при изменении постоянной составляющей модулирующего напряжения в диапазоне от 0.1 В до 0.3 В.

Было сделано предположение, что смена фазы в интерференционной части спектров электроотражения связана с изменением знака разности показателей преломления слоев InGaN и GaN в области множественных квантовых ям.

По имеющейся зависимости показателя преломления GaN от напряженности электрического поля было определено значение компоненты электрооптического тензора r_{13} для слоя $\text{In}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{N}$. Оно составило (22 ± 6) пм/В, что коррелирует с литературными данными [2], полученными из анализа спектров поглощения.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, грант № 13-02-01394.

[1] L. P. Avakyants, P. Yu. Bokov, A. V. Chervyakov, A. V. Chuyas, A. E. Yunovich, E. D. Vasileva, and B. S. Yavich: Semiconductors 44 (2010) 1090.

[2] H. Jiang and J. Singh. Appl. Phys. Lett. 75 (1999) 1932.

LINEAR ELECTRO-OPTICAL EFFECT IN LIGHT EMITTING DIODE GaN/InGaN/AlGaN HETEROSTRUCTURE

L.P. Avakyants, A.E. Aslanyan, P.Yu. Bokov, A.V. Chervyakov, K.Yu. Polozhentsev

M.V. Lomonosov Moscow State University, physics department, Leninskie gory 1 b. 2, 119991, Moscow
Phone: +7(495)9392388, e-mail: pavel bokov@physics.msu.ru@mail.ru;

The linear electro-optic effect in InGaN/AlGaN/GaN *pn*- heterostructures for LEDs, grown by MOCVD on sapphire substrates and flip-chip mounted was studied by electroreflectance spectroscopy. Interference fringes, whose parameters depend on the DC voltage applied on the pn-junction, were observed in electroreflectance spectra. Data analysis, based on a calculation of the built-in electric field in the depletion layer and linear electro-optic effect, yielded the linear electro-optic coefficient r_{13} of (22 ± 6) pm/V for hexagonal $\text{In}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{N}$.

МОНОЛИТНЫЕ БЕЛЫЕ СВЕТОДИОДЫ СО СТРУКТУРИРОВАННЫМ КОНТАКТОМ

Ю.В. Холопова^{1}, А.Ф. Цацульников², Е.А. Полушкин¹, В.Е. Земляков³, Н.Е. Антонова⁴,
В.И. Миндерева¹, С.Ю. Шаповал¹.*

¹ ИПТМ РАН, ул. Академика Осипьяна, д. 6, 142432, Черноголовка,
тел. +7(496)5244141 e-mail: jvkh@iptm.ru;

² ФТИ им. А.И. Иоффе, ул. Политехническая, д. 26, 194021, Санкт-Петербург;

³ МИЭТ, проезд 4806, д. 5, 124498, Зеленоград, Москва;

⁴ ИФЯЭ НИЯУ МИФИ, Каширское ш., д.31, 115409, Москва;

В настоящее время широко применяются светодиодные источники белого света, благодаря их преимуществам над другими источниками, таким как высокий коэффициент полезного действия, низкое удельное энергопотребление, высокая надёжность и длительный срок службы, и многие другие преимущества. В этих источниках света для получения широкого спектра в видимом диапазоне на одноцветную светодиодную структуру или чип обычно нанесён люминофор. Спектр такого светодиода имеет максимумы в синей и жёлтой области видимого диапазона, и ярко выраженный провал в зелёной и сине-зеленой области. Если сравнить этот спектр излучения с привычным для нас спектром рассеянного солнечного света, то можно заметить, что он не имеет подобных ярко выраженных провалов, интенсивность света плавно возрастает и убывает. С целью создания источника белого света имеющего непрерывный плавно меняющийся спектр, без использования люминофоров была сделана настоящая работа.

На основе гетероэпитаксиальной структуры AlGaIn/InGaIn/GaN на сапфире с квантовыми ямами, излучающими в синем и зелёном диапазоне, соответственно, выращенной путём химического осаждения из газовой фазы из металлоорганических соединений, изготовлены светодиодные структуры, размещённые на пластине, не разделённые на отдельные чипы. Характеристики похожих эпитаксиальных AlGaIn/InGaIn/GaN структур представлены в работе [1].

Травление эпитаксиальной структуры до n-GaN выполнено Ag/CF_2Cl_2 плазмой в условиях электронного циклотронного резонанса (ЭЦР) на глубину примерно 1мкм. Межа структура, содержащая активную область, на которую нанесена металлическая сетка, имеет форму подковы с наружным диаметром 50 и внутренним 30 мкм, как в работах [2] и [3].

Формирование Ti/Au двумерной решётки, или структурированного омического р-контакта на верхнем р-слое нитрида галлия выполнено методами электронно-лучевой литографии путём осаждения и прецизионного травления слоёв в ЭЦР плазме, так же как в [3]. Ширина и высота металлических направляющих решётки 0.1 мкм, величина зазора между направляющими 0.3, 0.34, 0.56, 0.78 мкм.

Для изготовленных светодиодных структур измерены спектры электролюминесценции, вольтамперные характеристики, получены диаграммы цветности, зависимости оптической от электрической мощности. Измерения проведены в режиме постоянного тока (Рис. 1) и импульсного питания (Рис. 2).

Оптические характеристики светодиодных структур определены с помощью спектрофотометра HR2000+ и интегрирующей сферы FOIS-1 фирмы Ocean Optics.

Полученные сине-зелёные светодиодные структуры с субмикронными структурированными омическими р-контактами демонстрируют непрерывный широкий спектр, отсутствуют ярко выраженные провалы, ширина на половине максимальной интенсивности зелёного пика может достигать 100 нм. Ширина спектра на половине максимальной интенсивности зелёного пика нелинейно возрастает с увеличением тока, протекающего через СД структуру. Интенсивность синего пика в импульсном режиме может равняться интенсивности зелёного пика. Импульсное питание светодиодной структуры в сравнении с режимом постоянного тока позволило увеличить диапазон рабочих токов (с 13 до 70 мА в импульсе) и напряжений (с 12 до 14 Вольт в импульсе). Экспериментальные данные, подтверждающие эти выводы, а также перечисленные характеристики светодиодных структур представлены в докладе.

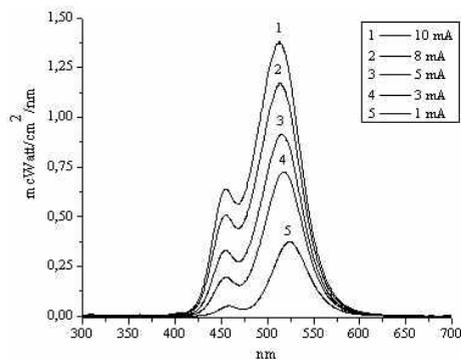


Рисунок 1. Спектры электролюминесценции сине-зелёной светодиодной структуры со структурированным омическим р-контактом при различных значениях постоянного тока.

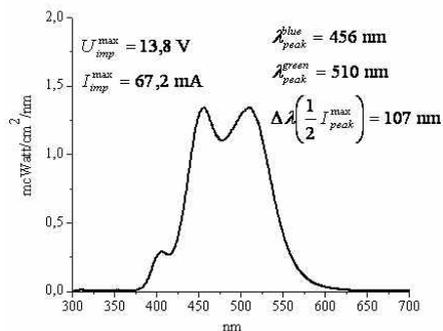


Рисунок 2. Спектр электролюминесценции сине-зелёной светодиодной структуры со структурированным омическим р-контактом при импульсном питании частотой 100 кГц.

Работа выполнена в рамках темы НИР ИПТМ РАН «Исследование физических основ и разработка технологии элементной базы сенсорной и СВЧ электроники» № 01.2.007.00834 и при поддержке Министерства образования и науки РФ с использованием ЦКП «Гетероструктурная СВЧ-электроника и физика широкозонных полупроводников НИЯУ МИФИ».

- [1] А.Ф. Цацульников, В.В. Лундин, А.В. Сахаров, Е.Е. Заварин, С.О. Усов, А.Е. Николаев и др. ФТП, 44(6), 837 (2010).
 [2] Ю.В. Холопова, М.Ю. Барабаненков, С.Ю. Шаповал. Тез. докладов 7-ой Всероссийской конф. «Нитриды галлия, индия и алюминия: структуры и приборы». МГУ, 1 – 3 февраля 2010) с. 45.
 [3] Холопова Ю.В., Цацульников А.Ф., Антонова Н.Е., Шаповал С.Ю. Тез. докладов 8-ой Всероссийской конф. «Нитриды галлия, индия и алюминия: структуры и приборы». (Санкт-Петербург, ФТИ им. Иоффе, 26 – 28 мая 2011) с:21.

MONOLITHIC WHITE LIGHT-EMITTING DIODES WITH THE STRUCTURED CONTACT

Yu.V. Kholopova^{1}, A.F. Tsatsulnikov², E.A. Polushkin¹, V.E. Zemlyakov³, V. I. Minderova¹, N.E Antonova⁴, S. Shapoval¹*

¹Institute of Microelectronics Technology RAS, Academician Ossipyan St., 6, 142432 Chernogolovka phone +7(496)5244141 e-mail: ivkh@iptm.ru;

²Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences. Polytechnic St., 26, 194021 St. Petersburg;

³National Research University of Electronic Technology, Passage 4806, 5, 124498, Zelenograd, Moscow,

⁴NRNU MEPhI, Kashirskoye shosse, 31, 115409, Moscow,

The device studied in the present report is a light-emitting diode (LED) InGaN/GaN-based structure grown by MOCVD on a sapphire substrate. The active region has two type quantum wells emitting in blue and green range. We have carried out two dimensional Au/Ti gratings with 100 nm width and thick and different gaps 300, 340, 560, 780 nm like ohm p-contact on top p-GaN mesa surface.

We've got the LEDs on the plate with different grating gaps and measured the optical and electrical characteristics finding spectrums, colour diagrams, external quantum efficiency for direct current and pulse supply, shown steady wide spectrum without any sharp trough like diffused sun light spectrum within the blue-green range. We have found from the colour diagrams that the LEDs on the plate may emit white light.

МОЩНЫЕ СВЕТОДИОДЫ БЕЛОГО СВЕЧЕНИЯ СО СВЕТОВЫМ ПОТОКОМ ДО 900 ЛМ

А.Л. Гофштейн-Гардт¹, Д.М. Козан¹, И.Т. Рассохин¹, Н.П. Социн²

¹ООО “НПЦ ОЭП “ОПТЭЛ”, 105187, г. Москва,
ул. Щербаковская, д. 53, e-mail: npcoptel@mail.ru.

²ООО НПК “Люминофор”, 141190, г. Фрязино,
e-mail: inpec@mail.ru.

Разработаны мощные светодиоды (СД) белого свечения, содержащие кристаллы с р-п-гетероструктурой InGaAlN размером 1,5x1,5 мм. СД типа У-131Бл содержит 4 кристалла, соединённых последовательно, СД типа У-133Бл-2 – 3 кристалла. Кристаллы размещены на печатной плате с Си основой, а также в специальном отражателе, содержащем прозрачный силикон (показатель преломления 1,53 – 1,54) с люминофором (ЛФ), причём ЛФ удалён от кристаллов [1]. Состав люминофора описан в работе [2]. СД типа У-133Бл (500) в целях экономичности содержит 3 кристалла размером 1,2x1,2 мм.

Устройство СД показано на рис. 1. Фотометрические и электрические параметры приборов приведены в табл. 1. На рис. 2 приведена зависимость светового потока F_v , световой отдачи η_v и прямого напряжения U_f от прямого тока J_f .

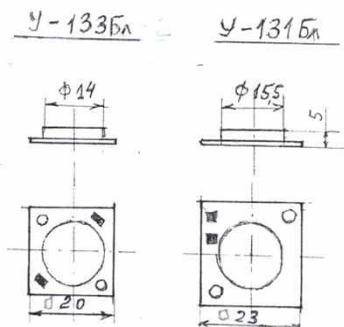


Рис. 1

Таблица 1

Тип СД	Входные электрические параметры			Световой поток, F_v , лм			Сила света, J_v , кд, типич. знач.	Световая отдача, η_v , лм/Вт
	J_f , мА	U_f , В, не более	P, Вт	не менее	типич. знач.	макс.		
У-131Бл	350	12	4	470	500	550	140	120
	700	12,5	7,5	800	850	900	210	100
У-133Бл-2	350	9	3	350	380	400	110	128
	700	9,5	6,5	600	670	700	195	108
У-133Бл (500)	500	10,0	5,0	470	485	500	140,0	100

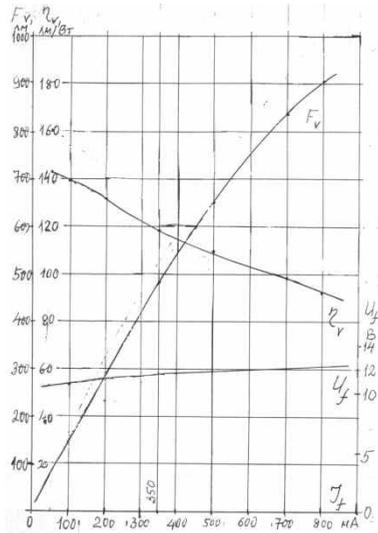


Рис. 2

Как видим, СД типа У-131Бл обеспечивает $F_v = 800-900$ лм при $J_f = 700$ мА и $q_v = 100$ лм/Вт (потребляемая электрическая мощность 7,5 Вт). СД типа У-133Бл-2 обеспечивает $F_v = 600-700$ лм при $J_f = 700$ мА и несколько большей $q_v = 108$ лм/Вт (потребляемая мощность 6,5 Вт). Экономичный СД типа У-133Бл (500) при $J_f = 500$ мА и потребляемой мощности 5 Вт обеспечивает $F_v = 470-500$ лм при $q_v = 100$ лм/Вт.

Угол излучения СД $2\theta_{0,5} = 120$ град. Сила света составила, соответственно, 210, 190 и 140 кд. Коррелированная цветовая температура находится в диапазоне 4000-5500 К (естественный белый свет). Координаты цветности по МКО 1931 составляют $x = 0,35-0,38$; $y = 0,38-0,41$. Индекс цветопередачи – не менее 70.

[1] Патент РФ на изобретение № 2416841. Конструкция светодиода с люминофором. Н.А. Гальчина, Л.М. Коган.

[2] Н.А. Гальчина, А.Л. Гофштейн-Гардт, Л.М. Коган, Н.П. Социн. Мощные белые светодиоды со световой отдачей до 120 лм/Вт и изделия на их основе. Светотехника, 2010, № 3, стр. 51-53.

POWERFUL WHITE LIGHT-EMITTING DIODES WITH THE LIGHT FLUX UP TO 900 LM

*A.L.Gofshtejn-Gardt¹, L.M.Kogan^{*1}, I.T.Rassohin¹, N.P.Soshchin².*

¹SIC OED "OPTEL" Ltd, 105187, Moscow, Russia,
e-mail: npcoptel@mail.ru.

²SIC "Luminofor" Ltd, 141190, Fryazino, Russia.

Powerful white light-emitting diodes with a light stream up to 900 lm are developed for a current 700 mA, with light feedback 100 lm/w. Color temperature 4000-5500 K. Power of light is up to 210 kd at a corner of radiation $2\theta_{0,5} = 120$ grad.

МОЩНЫЙ ПОЛНОЦВЕТНЫЙ СВЕТОДИОД

А.Л. Гофштейн-Гардт, Д.М. Козан, И.Т. Рассохин*
 ООО "НПЦ ОЭП "ОПТЭЛ", 105187, г. Москва,
 ул. Щербаковская, д. 53, e-mail: npcoptel@mail.ru.

Светодиод выполнен на печатной плате с Cu или Al основой и содержит 4 кристалла (с синим, зелёным, красным и белым свечением). Кристаллы имеют размер от 1,07x1,07 мм до 1,2x1,2 мм и изготовлены фирмами "Epistar" (красное свечение) и "SemiLEDs" (остальные цвета свечения). Кристаллы соединены параллельно (имеют общий анод) и электрически управляются независимо. Кристаллы размещены в отражателе, заполненном прозрачным силиконом с показателем преломления 1,53 - 1,54. Угол излучения светодиода (СД) $2\theta_{0,5} = 115 \pm 5$ град. Фотометрические и электрические параметры СД при токе 500 мА и комнатной температуре ($25 \pm 10^\circ\text{C}$) приведены в таблице.

Таблица

	Цвет свечения			
	синий	зелёный	красный	белый
Сила света, J_v , кд, не менее, тип. знач.	5,0 6,0	15,0 20,0	20,0 25,0	30,0 40,0
Световой поток, F_v , лм, тип. знач.	25,0	80,0	70,0	140,0
Доминирующая длина волны излучения, нм	455-460	520-530	620-635	*
Прямое напряжение, $U_{пр}$, В, не менее	3,5	3,5	2,5	3,5

*Коррелированная цветовая температура белого свечения находится в диапазоне 4000-7000 К. Спектры излучения СД приведены на рис. 1. Устройство СД показано на рис. 2

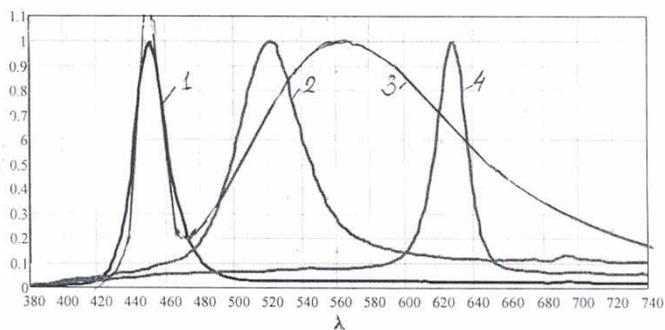


Рис. 1 Спектры излучения кристаллов (1 - синий, 2 - зелёный, 3 – белый, 4 – красный)

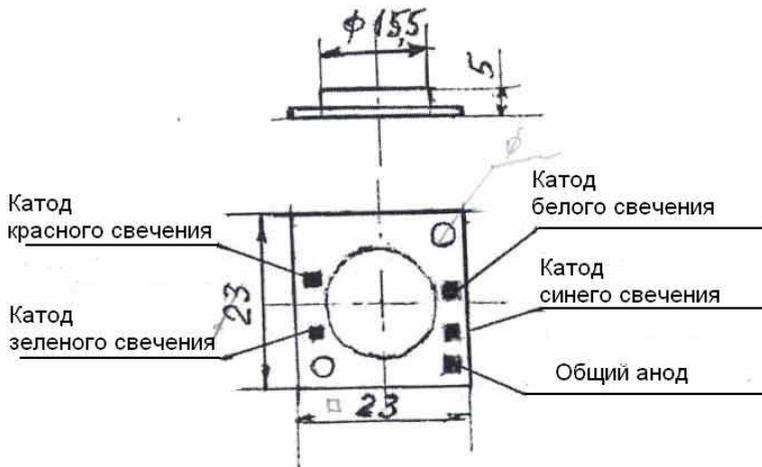


Рис. 2

Как видим, полноцветный СД обеспечивает высокие значения силы света и светового потока всех цветов свечения. Смешивание различных цветов свечения позволяет получить многочисленные цветовые оттенки.

Конструкция полноцветного СД может быть использована для создания комбинированного источника видимого и инфракрасного излучения.

POWERFUL MULTICOLORED LIGHT-EMITTING DIODE

A.L.Gofshtejn-Gardt, L.M.Kogan, I.T.Rassohin
 SIC OED "OPTEL" Ltd, 105187, Moscow, Russia,
[e-mail: npcoptel@mail.ru](mailto:npcoptel@mail.ru).

Powerful multicolored light-emitting diode is developed providing independent luminescence of blue, green, red and white colors of high intensity. Values of power of light, a stream of radiation and spectra of radiation are resulted. Various color shades are possible.

ИССЛЕДОВНИЕ ВЫВОДА СВЕТА ИЗ СВЕТОДИОДНОГО МОДУЛЯ «CHIP-ON-BOARD»

С.Н. Липницкая^{1,2*}, К.Д. Мынбаев^{1,2,3}, Л.А.Никулина¹, Й. Рамхен¹, В.Е Бугров^{1,2}, А.Р. Кови^{1,2},
М.А. Однблюдов^{1,2}, А.Е. Романов^{1,2,3}.

¹Группа компаний «Оптоган», Таллинское ш. 206, 198205, Санкт-Петербург
тел. 8-812-406-80-67, e-mail: Svetlana.Lipnitskaya@optogan.com;

²Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Кронверский пр. 49, 197101, Санкт-Петербург;

³Физико-технический институт имени Иоффе Российской академии наук, Политехническая ул. 26, 194021, Санкт-Петербург;

Светодиодные модули, выполненные по технологии «чип–на–плате» (англ. «chip–on–board», COB), представляют собой массив светодиодных чипов, установленных на единую подложку, и покрытых общим слоем защитного покрытия, которое может содержать люминофор [1] (рис. 1). У модулей COB есть ряд преимуществ по сравнению с корпусированными светодиодами: (1) более низкая стоимость производства, (2) высокая удельная мощность, (3) компактные размеры. Однако надо учитывать тот факт, что у COB возникают дополнительные потери световой энергии. В конструкции COB, где чипы находятся на небольшом расстоянии друг от друга, часть света, выходящая из боковой поверхности чипа, поглощается боковыми поверхностями соседних чипов, к тому же лучи, которые претерпевают полное внутреннее отражение (ПВО) на границе защитного покрытие/воздух, попадают обратно на поверхность чипов, где также частично поглощаются. В корпусированных светодиодах таких потерь не возникает, так как, как правило, используется один чип или массив чипов, каждый из которых находится в светоотражающем корпусе.

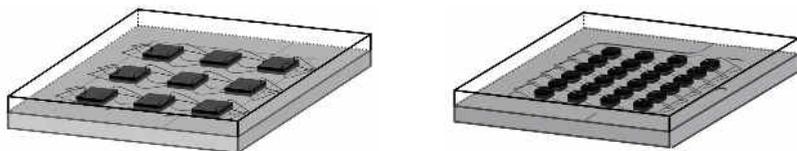


Рис.1. Модули COB с различным количеством и размерами чипов

Основные факторы, которые влияют на вывод света из COB:

1. Взаимное расположение чипов и расстояние между ними, размеры чипов.
2. Отражающие, поглощающие и рассеивающие свойства подложки.
3. Форма поверхности защитного покрытия (рис. 2) и характеристики материала защитного покрытия, такие как объемное рассеивание, поглощение света и коэффициент преломления.

В данной работе было проведено исследование влияния всех этих факторов на вывод света из COB. В частности, была проведена оптимизация формы защитного покрытия модуля COB. Расчеты проводилась с помощью численного моделирования вывода света в коммерческой программе ZEMAX, использующей метод Монте Карло для трассировки лучей [2]. Постановка численного моделирования осуществлялась на основании результатов вспомогательных экспериментов.

При моделировании были использованы некоторые упрощения, например, не учитывалось наличие проволочных контактов, чипы моделировались как параллелепипеды из однородного материала, поверхность которых излучает свет. Также в расчете защитное покрытие не содержало частиц люминофора. Такой подход требует меньших временных затрат при расчете и подходит для расчета оптических систем, в которых основным объектом изучения является первичная и вторичная оптика.

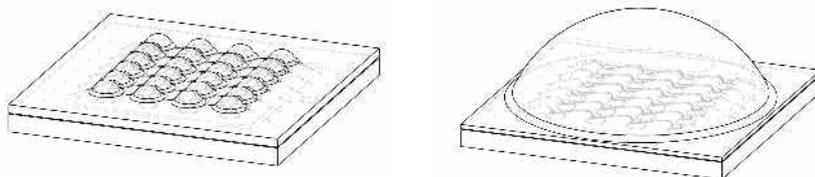


Рис.2. Модули COB с 24 чипами с оптимизированной формой поверхности защитного покрытия

Исследование влияния взаимного расположения и размера чипов на вывод света из COB показало, что наибольшее влияние на потери энергии оказывает площадь верхней поверхности чипов и расстояние между чипами. Чем меньше площадь и больше расстояние, тем меньше света попадает на чипы, что снижает потери энергии.

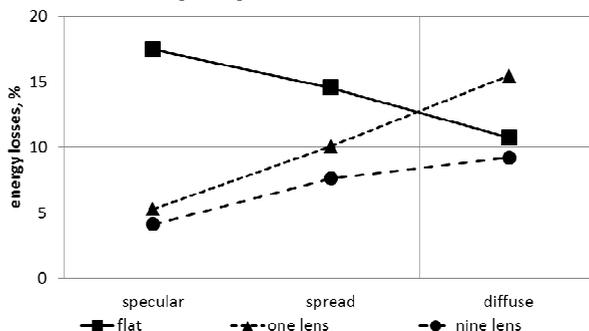


Рис. 3. Влияние отражения подложки на потери световой энергии в COB с 9 чипами с разной формой поверхности защитного покрытия

Тип отражения подложки и форма поверхности защитного покрытия в значительной степени взаимосвязаны, и при оптимизации конструкции необходимо учитывать оба фактора (рис. 3). В случае плоского покрытия предпочтительнее использовать подложку, обладающую хорошими рассеивающими свойствами, а в случае покрытия с линзами лучше использовать подложку с зеркальным отражением.

В работе было показано, что изменение формы поверхности защитного покрытия позволяет снизить потери энергии в COB в среднем на 10-20% по сравнению с COB с плоской поверхностью покрытия. В частности, для конфигурации с 24 чипами покрытие с одной линзой уменьшает потери на 12-14% по сравнению с покрытием с плоской поверхностью, а покрытие 24 индивидуальными линзами уменьшает потери на 7-12%.

[1] S. Liu, X. Luo, *LED packaging for lighting applications: design, manufacturing and testing*, Singapore, John Wiley & Sons (Asia) Pte Ltd, 2011

[2] L. Szirmay-Kalos, *Monte-Carlo methods in global illumination*, Institute of Computer Graphics Vienna University of Technology, 2000

INVESTIGATION OF LIGHT EXTRACTION FROM LIGHT EMITTING MODULE «CHIP-ON-BOARD»

S.N.Lipnitskaya^{1,2*}, K.D.Mynbaev^{1,2,3}, L.A.Nikulina¹, J.Ramchen¹, V.E.Bugrov^{1,2}, A.R.Kovsh^{1,2}, M.A.Odnoblyudov^{1,2}, A.E.Romanov^{1,2,3}

¹Optogan Group, Tallinskoe 206, 198205, Saint-Petersburg

phone. 8-812-406-80-67, e-mail: Svetlana.Lipnitskaya@optogan.com;

²St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Kronverskiy 49, 197101, Saint-Petersburg;

³Ioffe Physical Technical Institute, Polytechnicheskaya 26, 194021, Saint-Petersburg;

In the present research we optimize the design of light emitting diode module, produced using «chip-on-board» (COB) technology to reduce light energy losses in elements of module. COB represents array of LED chips placed on the common substrate plate and electrically connected to the metal plating and covered by encapsulating material (fig. 1). The encapsulation protects the chips and the wire bonding from the effects of the ambient conditions. One basic problem is the total internal reflection (TIR) on the planar encapsulant/air interface. The simplest solution would be to texture the top surface of encapsulating cover. Therefore, the aim is the shape optimization of encapsulating cover to minimize TIR on the encapsulant/air interface by taking into account optical properties of COBs component. Optimization was performed using numerical simulation and experimental research of COB samples.

ДВУХСТАДИЙНАЯ ТЕРМИЧЕСКАЯ АКТИВАЦИЯ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЁВ GaN:Mg

А.В. Мазалов^{1*}, О.Б. Эйдук^{1,2}, А.А. Падалица¹, Д.Р. Сабитов¹, В.А. Курешов¹, А.А. Мармалюк^{1,3},
Р.Х. Акчури³.

¹ООО «Сигм Плюс», ул. Введенского, 3, 117342, г. Москва,
тел. +7(905)7876774, e-mail: AleksandrMzl@yandex.ru;

²НИТУ МИСиС, Ленинский проспект, 4, 119049, г. Москва,

³МИТХТ им. М.В. Ломоносова, проспект Вернадского, 86, 119571, г. Москва,

Широкозонные полупроводники III-N представляют интерес для использования их в производстве целого ряда приборов оптоэлектроники и СВЧ-техники. Среди преимуществ данной системы материалов большой диапазон вариаций ширин запрещённых зон в непрерывном ряде твёрдых растворов, прямой характер межзонных переходов, химическая инертность, термическая стабильность, высокое напряжение пробоя и высокая скорость насыщения электронов. Несмотря на успехи в создании приборов на основе III-N, в литературе нет однозначного мнения относительно оптимального способа формирования слоёв GaN р-типа проводимости.

До сих пор Mg является единственной легирующей примесью для GaN, обеспечивающей достаточно хорошую и легко воспроизводимую проводимость р-типа. В процессе получения структур GaN:Mg методом МОС-гидридной эпитаксии происходит неконтролируемая компенсация Mg водородом, что ведёт к образованию в материале электрически и оптически неактивных Mg-H комплексов. Вследствие этого возникает необходимость в активации введённой примеси, поскольку формирование р-типа проводимости напрямую связано с разрушением указанных комплексов. Поэтому для разрыва связей Mg с Н требуется осуществить дополнительные постростовые процедуры.

Пассивированный Mg можно активировать отжигом при температурах выше 600 °С, при помощи облучения электронным пучком или ультрафиолетом при температурах выше 500 °С [1]. Однако наибольшее распространение получил термический отжиг материала в атмосфере азота, кислорода или в вакууме как наиболее эффективный и технологичный метод. Этот метод является простым в исполнении, наименее трудозатратным, а также хорошо воспроизводимым, что позволяет получать структуры III-N в промышленных масштабах.

Существует несколько методик улучшения результатов термического отжига в атмосфере азота, способных с помощью варьирования условий значительно повысить степень активации примеси и улучшить электрофизические параметры получаемых структур. Одной из таких методик является двухступенчатый быстрый термический отжиг [2]. Основная идея этой методики заключается в разделении процесса активации Mg на две стадии. На первом этапе происходит разрушения Mg-H комплексов. На втором этапе водород выводится из GaN посредством диффузии к поверхности через дефекты (дислокации, границы зёрен и др.)

В данной работе были предложены температурные режимы для постростовой обработки GaN, легированного Mg, полученного методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений. Проведена серия экспериментов по осуществлению двухступенчатого термического отжига структур с варьированием температуры и времени быстрого и медленного этапов. Установлено, что для высоких температур (от 900 °С) достаточно небольшого временного промежутка, тогда как низкие температуры требуют более продолжительного процесса. Результатом является значительное улучшение проводимости и концентрации носителей заряда в сравнении с традиционным термическим отжигом при 800 °С в течение 10 мин. Кроме того, при термической обработке GaN под воздействием высоких температур происходит разложение поверхности. Поэтому в целях уменьшения деградации поверхностного слоя было минимизировано время высокотемпературной ступени. Измерение проводимости и концентрации носителей заряда проводилось на установке измерения ЭДС Холла.

Наиболее характерные результаты проведённых экспериментов представлены в таблице 1.

Таблица 1. Результаты отжига при различных режимах

№ образца	Температура отжига, °С	Время отжига, мин	Сопротивление, Ом*см	Подвижность, см ² /(В*с)	Концентрация, см ⁻³
1	800	10	3,8	6,5	2,5*10 ¹⁷
2	1050	1	2,1	4,6	6,6*10 ¹⁷
3	1050	1	1,7	3,5	1,0*10 ¹⁸
	800	1			

Исходя из результатов измерений, можно заключить, что наиболее эффективным является двухступенчатый быстрый термический отжиг в атмосфере азота при температуре 1050 °C в течение 1 минуты (высокотемпературная стадия) с последующей обработкой 800 °C также в течение 1 минуты (низкотемпературная стадия). При этом концентрация свободных носителей заряда в материале возрастает в четыре раза, как видно из табл. 1. Это связано с тем, что разделение процессов разрыва связей Mg-H и выведения H из материала позволяет снизить репассивацию Mg и, таким образом, значительно увеличивает концентрацию электрически активной примеси в GaN. Также наблюдается уменьшение подвижности носителей заряда, что является следствием образования множества отрицательно заряженных акцепторных атомов Mg, на которых происходит рассеяние носителей заряда.

Таким образом, двухступенчатый быстрый термический отжиг является эффективным способом активации пассивированного водородом Mg в эпитаксиальных слоях GaN и перспективным для использования в технологии изготовления гетероструктур для приборных применений.

[1] Hadis Morkoc, Handbook of Nitride Semiconductors and Devices. (Wiley, 2008)

[2] M. Scherer, V. Schwegler, M. Seyboth, C. Kirchner, M. Kamp, A. Pelzmann, M. Drechsler J.Appl.Phys., 89(12), 8339–8341, (2001)

TWO-STEP THERMAL ACTIVATION OF GaN:Mg EPILAYERS

A.V. Mazalov^{1}, O.B. Eiduk^{1,2}, A.A. Padalitsa¹, D.R. Sabitov¹, V.A. Kureshov¹, A.A. Marmalyuk^{1,3}, R.Kh. Akchurin³*

¹Sigm Plus Co., Vvedenskogo Str., 3, 11734, Moscow, Russia,
phone. +7(905)7876774, e-mail: AleksandrMzl@yandex.ru.

²National University of Science and Technology "MISIS", Leninskiy Ave., 4, 119049, Moscow, Russia.

³Moscow State Academy of Fine Chemical Technology, Vernadskogo Ave., 86, 119571, Moscow, Russia.

The MOCVD-grown GaN:Mg layers feature is low impurity activation degree due to Mg-H complex formation. Various post-growth procedures have aimed to break the complexes and activate the dopants to enhance GaN conductivity. Two-step thermal activation process was investigated for electrical activation of Mg-doped GaN layers. The samples were studied by room-temperature Hall measurements. Annealing process in N₂ flow consisted of a short-term step at 1050 °C and a 800 °C dwell step. This two-step technique gave conductivity improvement by 2 times compared to the results achieved by standard 800 °C annealing.

ПОЛУЧЕНИЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР AlGaN/GaN ДЛЯ ФОТОПРИЕМНИКОВ УФ-ДИАПАЗОНА

А.В. Мазалов^{1}, Д.Р. Сабитов¹, В.А. Курешов¹, А.А. Падалица¹, А.А. Мармалюк^{1,2}, Р.Х. Акчурип²,
И.В. Чинарева³, П.Е. Хакушаев³, К. О. Болтарь³, Н.В. Фединев³, И.Д. Бурлаков³*

¹ОАО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стелмаха», ул. Введенского, 3 к. 1, Москва, 117342, Россия,
тел: (495)333-33-25, e-mail: AleksandrMzl@yandex.ru.

²МИТХТ им. М.В. Ломоносова, пр-т Вернадского, 86, Москва, 119571, Россия.

³ОАО «НПО «Орион», Шоссе Энтузиастов, 46/2, Москва, 111123, Россия.

В последнее время нитриды III-группы (III-N) находят все более широкое использование в приборах, работающих в УФ-области спектра. Особенно привлекательным выглядит применение системы материалов AlN-GaN для создания УФ-фотоприемников, в частности солнечно-слепого диапазона, благодаря непрерывному ряду твердых растворов и широкому диапазону изменения ширины запрещенной зоны. Данная работа направлена на создание гетероструктур (Al)GaN/AlN методом МОС-гидридной эпитаксии, пригодных к изготовлению на их основе солнечно-слепых рп-фотоприемников и фотоприемников на основе барьера Шоттки.

Гетероструктуры AlGaN/AlN формировались на подложках Al₂O₃ (0001). Для уменьшения плотности дислокаций в фоточувствительной области структуры был использован буферный слой со сверхрешеткой [1]. Причем слои сверхрешетки подобраны таким образом, чтобы ширина запрещенной зоны каждого из них была не меньше ширины запрещенной зоны фильтрующего слоя (p-Al_{0,6}Ga_{0,4}N). С использованием указанного буферного слоя были выращены отдельные слои p-Al_{0,6}Ga_{0,4}N и p-Al_{0,45}Ga_{0,55}N и измерены их электрофизические характеристики. Для p-Al_{0,6}Ga_{0,4}N были получены значения удельного электрического сопротивления, подвижности и концентрации носителей заряда на уровне 0,022 Ом·см, 33,5 см²/В·с и n=8,5·10¹⁸ см⁻³ соответственно. Путем оптимизации условий роста, расхода легирующей примеси и быстрого термического отжига удалось получить слой p-Al_{0,45}Ga_{0,55}N имеющий удельное электрическое сопротивление, подвижность и концентрацию носителей заряда на уровне 8 Ом·см, 1 см²/В·с и p=8·10¹⁷ см⁻³ соответственно.

На основе найденных режимов роста отдельных слоев были сформированы фоточувствительные структуры. Из полученных гетероструктур AlGaN/AlN затем изготовлены р-і-р-фотодиоды, фотодиоды с барьером Шоттки и исследованы их характеристики. Структура р-і-р-фотодиода отличалась от структуры фотодиода с барьером Шоттки наличием р-части р-GaN/р-Al_{0,45}Ga_{0,55}N. Ввод излучения осуществлялся через подложку. На рис. 1 показана зависимость чувствительности р-і-р-фотодиода от длины волны падающего света.

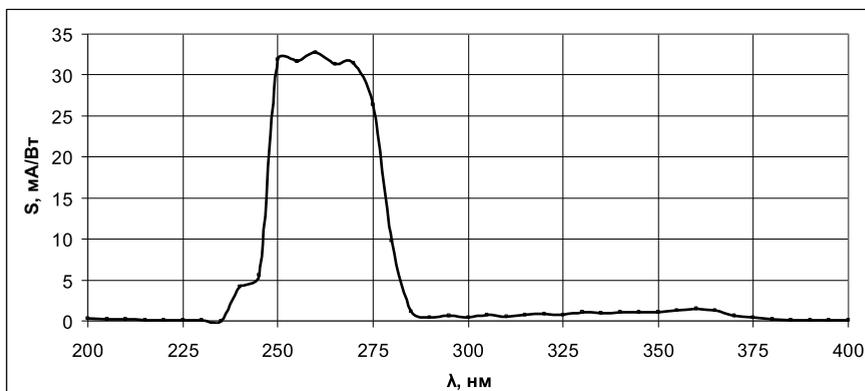


Рис.1. Зависимость чувствительности солнечно-слепого р-і-р фотоприемника от длины волны падающего света.

Положение коротковолновой и длинноволновой границ полученного спектра определяется составами фильтрующего и поглощающего слоев гетероструктуры. Наличие длинноволнового крыла чувствительности со слабовыраженным максимумом в районе 365 нм, по-видимому, связано с недостаточно высокой омичностью контакта к p-GaN [2]. Улучшение данной технологической операции позволит избежать указанной особенности спектра. Величина спектральной чувствительности рассматриваемых фотодиодов составила 32-33 мА/Вт в диапазоне длин волн 250-270 нм. Величина квантовой эффективности находилась на уровне 15-17%. Для диода Шоттки получены близкие результаты, величина спектральной чувствительности составила 30-34 мА/Вт в солнечном диапазоне.

Дальнейшее повышение этих параметров возможно при увеличении кристаллического совершенства гетероструктур AlGaIn/AlN и совершенствовании технологии создания фоточувствительного элемента. В результате проведения комплекса исследований разработаны подходы к получению гетероструктур AlGaIn/AlN методом МОС-гидридной эпитаксии, пригодных для формирования на их основе солнечно-слепых фотоприемников.

[1] Wei-Chin Lai, Cheng-Huang Kuo, Wei-Yu Yen, Jinng-Kong Sheu, Shouu-Jinng Chang. Surface Properties of the AlGaIn/GaN Superlattice Grown at Different Temperatures by Metalorganic Chemical Vapor Deposition. Japanese Journal of Applied Physics. 2008. v. 47. P. 8730-8732.

[2] R. McClintock, A. Yasan, K. Mayes, D. Shiell, S.R. Darvish, P. Kung, M. Razeghi. High quantum efficiency AlGaIn solar-blind p-i-n photodiodes. Applied Physics Letters. 2004. v. 84. P. 1248-1250.

GROWTH OF AlGaIn/GaN HETEROSTRUCTURES FOR UV-PHOTODETECTORS

A.V. Mazalov^{1}, D.R. Sabitov¹, V.A. Kureshov¹, A.A. Padalitsa¹, A.A. Marmalyuk^{1,2}, R.Kh. Akchurin², I.V. Chinareva³, P.E. Hakuashev, K.O. Boltar³, N.V. Fediev, I.D. Burlakov.*

¹ POLYUS Research & Development Institute 3 Vvedensky St., Moscow, 117342, Russia,

phone: (495)333-33-25, e-mail: AleksandrMzl@yandex.ru.

² Moscow State Academy of Fine Chemical Technology, 86 Vernadskogo Ave., 119571 Moscow, Russia.

³ Orion Research And Production Association, 46/2 Shosse Entuziastov St., Moscow, 111123, Russia.

In this work the growth of (Al)GaIn/AlN heterostructures for solar blind p-i-n photodiodes and Schottky photodiodes was investigated. The layers were grown by MOCVD on double-side polished (0001) sapphire substrates. For decrease the dislocation density in AlGaIn layers the superlattice buffer layer was used. The p-i-n photodiodes and Schottky photodiodes were produced from these AlGaIn/AlN heterostructures. The spectral sensitivity of 32-33 mA/W for p-i-n photodiode and 30-34 mA/W for Schottky photodiode on 250-270 nm wavelength range were demonstrated. Further increase of these characteristics can be possible by improvement the crystalline quality of AlGaIn/AlN heterostructures and technology of device formation.

ПРИМЕНЕНИЕ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО CVD АЛМАЗА ДЛЯ ЭФФЕКТИВНОГО ОТВОДА ТЕПЛА В МОЩНЫХ СВЕТОДИОДАХ

А.А. Вилисов², С.А. Линник², Г.Е. Ремнёв², В.С. Солдаткин^{1}, К.В. Тепляков³*

¹Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники (ТУСУР)
634050, г. Томск, пр. Ленина, 40

²Национальный исследовательский Томский политехнический университет (НИ ТПУ)
634050, г. Томск, пр. Ленина, 30

³ОАО «Научно-исследовательский институт полупроводниковых приборов» (ОАО НИИПП)

Традиционные теплоотводы из керамики на основе окиси бериллия и нитрида алюминия не обеспечивают в наше время мощностей рассеяния светодиодов (СД) свыше одного Ватта [1, 2].

Перспективным считается использование в качестве теплоотвода металлизированной пластины из поликристаллического CVD-алмаза [3].

Как указано в работе [3], моделировался слой InGaN/GaN толщиной 7 мкм, выращенный на алмазной и медной подложке толщиной 100 или 500 мкм. Температура основания задавалась 70⁰С. Теплопроводность алмаза принималась равной 600 Вт/м×К, GaN 170 Вт/м×К. Разница в максимальных температурах в зависимости от толщины алмазной подложки составила для толщины подложки 100 мкм – 3.4⁰С, а для толщины 500 мкм – 7.4⁰С.

В процессе исследований мы провели приближённые расчёты без учёта внешней воздействующей среды и оценили значение теплового сопротивления конструкции с имеющимися в наличии полупроводниковыми кристаллами. Для многослойной структуры излучающего чипа тепловое сопротивление получали суммированием тепловых сопротивлений слоёв, которые для каждого слоя вычисляли по приближённой формуле:

$$R_t = \delta / (\lambda \times S),$$

где, δ – толщина слоя (м); S – площадь слоя (м²); λ – теплопроводность вещества (Вт/м×К). Расчётное значение теплового сопротивления для конструкции с миллиметровым кристаллом SemiLEDs составило $R_t = 4,302$ К/Вт.

Далее проведено макетирование сборки СД на подложке из поликристаллического алмаза с использованием миллиметрового кристалла SemiLEDs вертикальной конструкции. Измерена зависимость силы света от прямого тока и тепловое сопротивление образцов на выборках по 20 штук каждого типа.

Методика измерения теплового сопротивления стандартная – по изменению небольшого прямого напряжения после подачи греющего импульса тока. Погрешность измерения составляет не более 10%.

Собраны макеты СД на алмазной подложке и макеты СД в стандартном металлопластмассовом корпусе 5 × 5 мм с полупроводниковыми кристаллами с одной партии и одинаковым токопроводящим клеем. Таким образом были обеспечены условия для сравнения.

Таблица. Результаты измерения значений теплового сопротивления (в К/Вт) макетных образцов СД с алмазной подложкой, образцов импортных СД с миллиметровыми кристаллами в керамическом корпусе и макетов СД собранных в стандартном корпусе 5 × 5 мм.

Макеты СД с CVD алмазом	СД производства Cree серии XLamp® XP-G LED	СД Rebel производства Lumiled-Philips	Макеты СД собранных в стандартном корпусе 5 × 5 мм
5,54±0,5	6,49±0,3	6,35±0,25	21,07±1,25

Видно, что по сравнению с макетами СД, собранными в корпусе 5 × 5 мм по стандартной технологии, макеты СД с алмазной подложкой имеют примерно в четыре раза меньшее тепловое сопротивление и по этому параметру соответствуют передовому мировому уровню. На кендел-амперной зависимости «тепловой» загиб слабо начинает проявляться при прямых токах 1100 – 1200 мА, хотя номинальный рабочий ток СД с этими кристаллами задаётся равным 350 мА. То есть, макеты СД имеют большой конструктивно-технологический запас по электрической нагрузке.

Дальнейшая оптимизация состава многослойной композиции подложки и технологии сборки СД позволяет ожидать снижения теплового сопротивления ещё в несколько раз.

- [1] Шуберт Ф. Светодиоды/ Пер. с англ. Под ред. А.Э. Юновича – 2-е издание. - М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. - 496с.
- [2] Вилисов А.А., Дохтуров В.В., Тепляков К.В., Солдаткин В.С. Индикаторные светодиоды для поверхностного монтажа // Полупроводниковая светотехника. 2011. Т.5. №13. С.50-51.
- [3] Воробьев А.А., Воробьева Е.В., Галдецкий А.В., Духновский М.П., Ратникова А.К., Федоров Ю.Ю. Моделирование теплового режима полупроводниковых приборов с различными типами теплопроводов // Твердотельная электроника, сер.1, СВЧ-техника, вып.2(505), 2010.
- [4] Ральченко В., Конов В. CVD-алмазы. Применение в электронике// Электроника НТБ, 2007, №4, С. 58-67.

APPLICATION OF POLYCRYSTALLINE CVD DIAMOND FOR EFFICIENT HEAT DISSIPATION IN HIGH-POWER LEDs AND THE MATRIX

A.A. Vilisov², S.A. Linnik², G.E. Remnev², V.S. Soldatkin^{1}, K.V. Teplyakov³*

¹Tomsky State University of Control Systems and Radio Electronics (TUSUR)
634050, Tomsk, Lenin Avenue, 40

²Natsionalny Tomsk Polytechnic University (TPU)
634050, Tomsk, Lenin Avenue, 30

³Federal Research Institute of Semiconductor Devices (FRISD)

The simulation models and manufactured SemiLEDs LED chip mounted on a substrate made of polycrystalline CVD diamond. Reached a value of thermal resistance 5.5 K / watt. Achieving defined technological values of thermal resistance LED 3,5 K / watt.

ИЗМЕНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫХ СВЕТОДИОДНЫХ СБОРОК «ЧИП НА ПЛАТЕ» ПРИ ДЛИТЕЛЬНОМ ВРЕМЕНИ РАБОТЫ НА НОМИНАЛЬНОМ ТОКЕ

К.А. Виноградова^{1,2*}, Н.В. Середова^{1,3}

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, д.26, 194021, Санкт-Петербург;

²Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Кронверкский пр., д.49, лит.А, 197101, Санкт-Петербург, тел. +7(812)4068067, e-mail: k.vinogradova@mail.ioffe.ru;

³Общество с ограниченной ответственностью «Совершенные кристаллы», ул. Политехническая, д.28, 194064, Санкт-Петербург

Светодиоды и светодиодные сборки ультрафиолетового (УФ) диапазона обладают большим потенциалом, и уже сейчас УФ светодиоды используются в приборах отверждения стоматологических материалов, детекторов банкнот и документов, устройствах медицинской фототерапии и дезинфекции воды. Светодиодные источники света шаг за шагом отвоевывают рынок в УФ диапазоне за счет несомненных преимуществ, замещая различные конструкции ртутных ламп.

Для улучшения характеристик УФ светодиодов ведутся исследовательские работы по получению гомоподложек GaN, AlN [1], разрабатываются способы легирования [2], ищутся экспериментальные [3, 4] и теоретические [5] пути улучшения структурного качества гетерослоев.

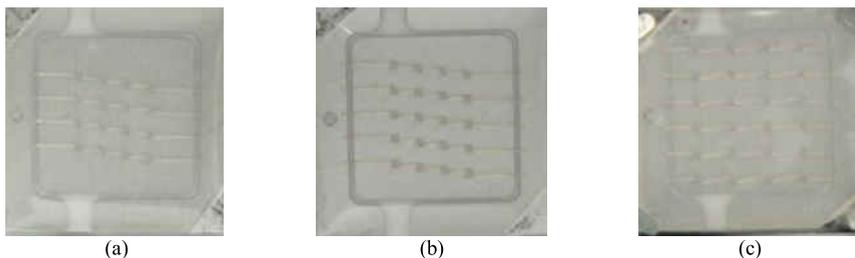
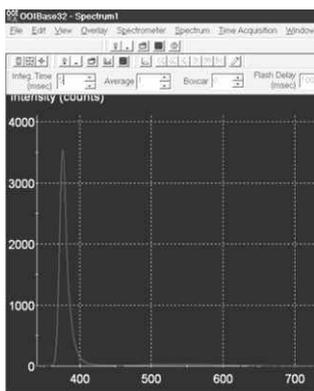
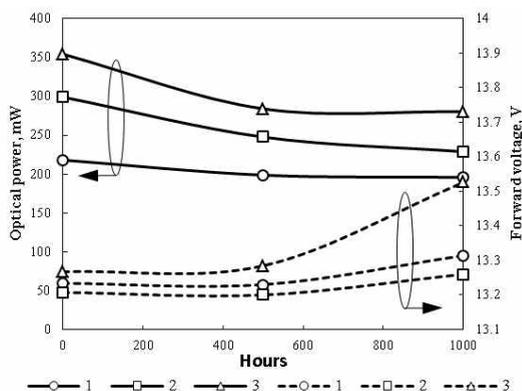


Рис. 1. Макеты светодиодных сборок №1 (а), 2 (b), 3 (с).



(a)



(b)

Рис. 2. Спектр УФ светодиодных сборок COB (а) и изменение мощности излучения и падения прямого напряжения от времени работы в течение 1000 часов для образцов УФ светодиодных сборок COB (b), конструкции которых представлены на рис. 1.

Увеличение срока службы УФ светодиодов и светодиодных сборок, выполненных по технологии «чип на плате» (от англ. *chip on board*, сокращенно, *COB*), является на данный момент важнейшей задачей для успеха их дальнейшей коммерциализации. На её решение направлены усилия исследовательских групп по всему миру [6–8]. Потенциально возможный срок службы УФ светодиодов оценивается равным такому значению показателя, как у светодиодов синего диапазона излучения, а именно более 50 000 часов.

В представленной работе демонстрируются результаты исследований оптических и электрических характеристик макетов светодиодных сборок *COB*, излучающих в диапазоне УФ излучения УФ-А (320–400 нм) от времени работы на номинальном токе. Сопоставляются данные для различных вариантов конструкций.

На рис. 1 представлены изображения, полученные с помощью оптического микроскопа, трех видов макетов светодиодных сборок *COB*. Размер каждой светодиодной сборки составляет 1x1 см². Рис. 2 (а) демонстрирует распределение излучения светодиодных сборок по длинам волн. На рис. 2 (б) показаны изменения от времени работы на номинальном токе оптической мощности и падения напряжения на УФ светодиодных сборках *COB* соответствующих представленным рис. 1 (а, б, в) конструкциям. Номинальные токи для УФ светодиодных сборок *COB* 1 – 3 составляли 80, 100, 120 мА, соответственно.

В качестве оптического покрытия использовался нечувствительный к воздействию УФ-А излучения силиконовый эластомер, в качестве основания сборки *COB* — алюмооксидная керамика.

В работе отмечается ускоренная деградация мощности излучения с увеличением мощности потребления УФ сборки *COB*: при увеличении мощности излучения в 1.5 раза при неизменной токовой нагрузке на единичный чип скорость деградации увеличивается в 3 раза.

- [1] В.И. Николаев и др. Тез. докладов 8-й Всероссийской конференции «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы» (Санкт-Петербург, Россия, 2011), с. 70.
- [2] T. Lang et al. *J. Cryst. Growth*. **298** (1), 276 (2007).
- [3] T. Lang et al. *Phys. Status Solidi A*. **203** (10), R76 (2006).
- [4] M. Mynbaeva et al. *Phys. Status Solidi C*. **10** (3), 366 (2013).
- [5] A.E. Romanov et al. *J. Appl. Phys.* **109**, 103522 (2011).
- [6] R. James et al. *Appl. Phys. Expr.* **4**, 081101 (2011).
- [7] Ke-Xun Sun et al. *J. Phys.: Conf. Ser.* **154** (1), 2028 (2009).
- [8] M.Kneissl et al. *Semicond. Sci. Technol.* **26** (1), 4036 (2011).

CHARACTERISTIC CHANGES OF UV LIGHT EMITTING DIODE CHIP ON BOARDS AT LONG WORKING TIME ON NOMINAL CURRENT

K.A. Vinogradova^{1,2*}, *N.V. Seredova*^{1,3}

¹Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Polytechnicheskaya street, 26, 194021, Saint Petersburg, Russia;

² Saint-Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Kronverkskii avenue, 49, 197101, Saint Petersburg, Russia;

³ Perfect Crystals Limited Liability Company, Polytechnicheskaya, 28, 194064, Saint Petersburg, Russia

UVA light emitting diode chip on board (*COB*) prototypes have been studied. The constructions of the prototype have identical ceramic base, metallization pattern and optical coating but different quantity of chips and their relative position. Dependences of optical and electrical characteristics vis. working time are shown. *COBs* which had 1.5 times higher electrical power consumption at nominal current flow throw individual chip have shown the optical power rate of degradation 3 times higher.

КОМПЛЕКСНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ СТРУКТУР ПО ПЛАСТИНЕ ДИАМЕТРОМ 2" НА КРИОГЕННОЙ ЗОНДОВОЙ СТАНЦИИ

*И.Н. Яковлев**, *В.И. Зубков*, *О.В. Кучерова*, *В.Н. Черкасова*

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»
им.В.И. Ульянова (Ленина). Профессора Попова, 5, 197376, г. Санкт-Петербург,
тел +7(812)234-30-16, *e-mail: yakovlev.yn@gmail.com

Массовость – главный критерий, позволяющий снизить стоимость полупроводниковой продукции и обеспечиваемый в современных условиях созданием большого числа элементов на одной полупроводниковой пластине. Создание диагностического комплекса, который является развитием предыдущей версии [1, 2], позволяет проводить измерения не только отдельных чипов, но и пластин диаметром до двух дюймов, что выводит наши возможности на новый качественный уровень измерений. Настоящий комплекс позволяет проводить неразрушающий контроль распределения электрофизических параметров полупроводниковых приборов по пластине на различных стадиях производства светодиодов и проводить отбраковку гетероструктур на ранних стадиях технологического процесса.

Измерительный комплекс спектроскопии адмиттанса (Fig. 1) включает в себя криогенную гелиевую зондовую станцию замкнутого цикла Janis CCR 10-2-(2CXKEL-4PORTS), измеритель иммитанса Agilent E4980A, контроллер температуры LakeShore 336, вакуумный пост с форвакуумным и турбомолекулярным насосом Pfeiffer.

Для построения зависимостей распределения электрофизических параметров по пластине используются сменные вольфрамовые или вольфрамowo-никелевые зонды, передвигаемые с помощью микроманипуляторов. Точность позиционирования зондов достигает 5 мкм. Для контроля микроманипуляторов имеется моноскопическая оптическая система с 216-ти кратным увеличением, ПЗС-матрицей и 20" монитором. В качестве примера на рис. 2 приведены измеренные профили распределения емкости и τ_{g0} по пластине со сформированными светодиодными чипами на основе гетероструктур с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN.

Внешний кожух криогенной зондовой станции и тепловой экран оснащены окнами из плавленного УФ-кварца, через которые осуществляется визирование. Окна также позволяют проводить измерения оптических спектров при различных температурах и токах.

Максимально возможный широкий интервал температур от 15 до 475 К (точность поддержания температуры до 0,1 К) позволяет проводить измерения откликов от глубоких уровней с энергией активации вплоть до 300 мэВ, что принципиально важно для широкозонных материалов, таких как GaN, AlN и их твердых растворов.

Измерения параметров адмиттанса при таких диапазонах изменения воздействий на образец зачастую требует проводить более 10^6 высокоточных измерений за один цикл. Поэтому комплекс автоматизирован оригинальным программным обеспечением (ПО), которое позволяет проводить измерения в полностью автоматическом режиме. Алгоритм ПО создан в соответствии с запатентованным [3] способом измерения электрофизических параметров и позволяет проводить исследование и обработку результатов в рамках квазистатических и динамических методов [4] спектроскопии адмиттанса.

Квазистатические методы (метод вольт-фарадных характеристик), включают в себя измерение вольтамперных и вольт-фарадных характеристик в квазистатическом приближении. Дифференцирование полученной емкости по напряжению позволяет получить распределение концентрации основных носителей заряда по структуре – наблюдаемый профиль концентрации, оценить количество квантовых ям, накопленный в них заряд, толщину барьеров между ними и концентрацию носителей в барьерах. Моделирование наблюдаемого концентрационного профиля изучаемой структуры значительно расширяет возможности метода и в сочетании с данными

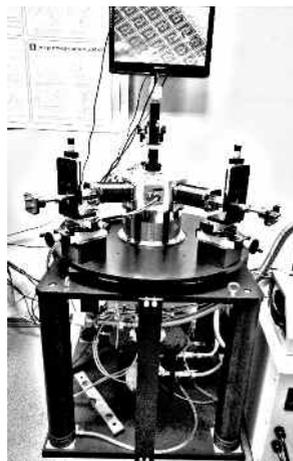


Fig. 1 – The measuring setup

эксперимента может дать информацию о разрыве зон исследуемых материалов, а также помогает проводить анализ физических процессов, отвечающих за поведение структуры. Важно отметить, что метод обладает точностью, способной эффективно разрешать тонкие квантовые ямы нитридных соединений.

Основным инструментом динамических исследований является анализ температурных и частотных зависимостей проводимости и емкости, а также их зависимостей от напряжения смещения. Эти методы позволяют получать энергии активации носителей с уровней квантования, судить о преобладающих механизмах эмиссии и проводить анализ природы присутствующих в структуре примесных центров [5].

Автоматизированный комплекс спектроскопии адмиттанса на основе криозондовой станции в сочетании с математической обработкой полученных результатов и реализацией моделирования параметров исследуемых светоизлучающих структур обеспечивает уникальные возможности по неразрушающим измерениям электрофизических параметров современных нитридных светоизлучающих структур и анализу полученных результатов.

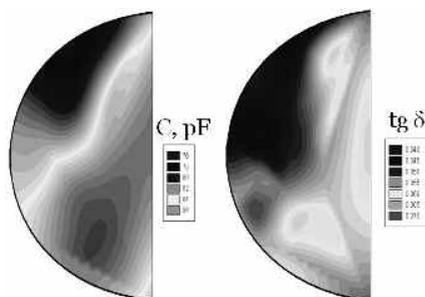


Fig. 2 – Capacitance and $\text{tg} \delta$ distribution through the wafer.

Работа выполнена в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 гг. при финансовой поддержке Министерства образования РФ (госконтракт № 14.В37.21.0338 от 30.07.2012 г.).

- [1] О.В. Кучерова, В.И. Зубков. Тез. докл. 7-ой Всероссийской конференции «Нитриды галлия, индия и алюминия - структуры и приборы». (Москва, Россия 2010 г) с. 59-60.
- [2] В.И.Зубков, О.В. Кучерова, А.В. Соломонов, И.Н. Яковлев. Тез. докл. 8-ой Всероссийской конференции «Нитриды галлия, индия и алюминия: структуры и приборы» (СПб, Россия 2011).
- [3] пат. Рос. Федерация: МПК G 01 R 31/26 В.И. Зубков, О.В. Кучерова, И.Н. Яковлев; заявитель и патентообладатель СПбГЭТУ. - № 2437112 от 22.12.2011; заявл. 22.06.2010; выд. 25.05.2011.
- [4] В.И. Зубков. Диагностика полупроводниковых наногетероструктур методами спектроскопии адмиттанса (СПб., Элмор, 2007).
- [5] О.В. Кучерова, В.И. Зубков, А.В. Соломонов, Д.В. Давыдов. ФТП, **44**, 352 (2010).

COMPLEX MEASUREMENTS OF ELECTROPHYSICAL PARAMETER DISTRIBUTION FOR LIGHT-EMITTED STRUCTURES OVER 2" WAFER USING CRYOGENIC PROBE STATION

*L.N. Yakovlev**, *V.I. Zubkov*, *O.V. Kucherova*, *V.N. Cherkasova*

St. Petersburg State Electrotechnical University "LETI". Prof. Popova street, 5, 197376, St. Petersburg, phone. +7(812)234-30-16, *e-mail: yakovlev.yn@gmail.com

Computer controlled measurement setup (Fig. 1) developed for investigation of electrophysical parameter distribution over a semiconductor wafer (Fig. 2) by admittance spectroscopy, suitable both for the stage of LED development, and for the different manufacturing stages. The setup has the opportunity to measure 50 mm diameter wafer (positioning accuracy is about 5 μm) and in the range 15 to 475 K (temperature stabilization accuracy is 0.1 K), which allows to control the energy parameters of wide band semiconductors, the frequency range is 20 Hz to 2 MHz and the bias range is $-40 \dots +40$ V. The station is by original software, which patented algorithm [3] allows performing the semiconductor investigation (including data processing) by supplied quasistatic and dynamic admittance spectroscopy methods [4].

СОСТАВ AlGaN-СЛОЕВ, ПОЛУЧЕННЫХ ХЛОРИДНЫМ МЕТОДОМ

Ю.В. Жилиев, В.Н. Пантелеев, Н.К. Поletaев, С.Н. Родин*, М.П. Щеглов.
ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН. Ул. Политехническая, д. 26, 194021, Санкт-Петербург,
тел. +7(812)2927941, e-mail: s_rodin77@mail.ru;

Углубление наших научных знаний, развитие методов характеристики и обработки и особенно совершенствование технологии нитридов Al, Ga и In стали предпосылкой грандиозных успехов оптоэлектроники. Особенно ярко они проявились в направлении создания приборов, устройств и товаров, жизненно необходимых для построения современного информационного общества, происходящего на наших глазах.

Многочисленные преимущества твердотельных источников света и освещения, такие как компактность, экономичность, управляемость характеристик и т.д., породили интерес к созданию полупроводниковых приборов, излучающих свет во всей УФ-области спектра. Для решения этой задачи в первую очередь требуются прямозонные полупроводники с большой шириной запрещенной зоны. Подходящим материалом являются твердые растворы AlGa_xN, во всем диапазоне составов. Однако, как раз в этом направлении наблюдается отставание нитридной технологии. Это связано с тем, что процесс синтеза AlGa_xN-слоев с большим содержанием алюминия (>15%) имеет значительные отличия от роста GaN-слоев, он недостаточно изучен, имеется ограниченное число экспериментальных данных.

Для получения слоев твердых растворов Al_xGa_{1-x}N нами использовался метод хлоридной газофазной эпитаксии, рост производился на подложках Si, SiC, AlN и Al₂O₃. Состав полученных слоев определялся двумя способами: по краю фундаментального поглощения и с помощью рентгеноструктурного анализа. В первом случае состав рассчитывался по формуле: $X_{AlN} = (E_{g_{изм}} - E_{g_{GaN}}) / (E_{g_{AlN}} - E_{g_{GaN}})$, где $E_{g_{изм}}$ – ширина запрещенной зоны, определяемая из спектра поглощения. Другой метод определения состава основан на его расчете, исходя из постоянной решетки, которая измерялась методом рентгеноструктурного анализа: $X_{AlN} = (C_{GaN} - C_{изм}) / (C_{GaN} - C_{AlN})$, где $C_{GaN} = 5.1851$, $C_{AlN} = 4.9816$, а $C_{изм}$ – измеренное значение.

Исследования экспериментальных образцов показали, что погрешность измерения постоянной решетки твердых растворов растет с увеличением содержания Al, что является следствием ухудшения кристаллического совершенства слоев, приводит к уширению кривой качания рентгеновской дифракции. В спектрах поглощения растворов с большим содержанием Al наблюдается растянутый край поглощения, обусловленный, по-видимому, той же причиной. Этим можно объяснить то, что значения, полученные различными методами, отличаются, однако не противоречат друг другу.

Измерения и расчеты показывают, что нами получены твердые растворы AlGa_xN практически во всем диапазоне процентного содержания Al.

Работа поддержана грантами РФФИ № 12-08-01127-а, № 10-03-00433-а, № 13-08-00796-а, № 13-08-0074-а.

THE COMPOSITION OF AlGa_xN-LAYERS GROWN BY HVPE

Yu.V. Zhilyaev, V.N. Panteleev, N.K. Poletaev, S.N. Rodin*, M.P. Scheglov
Ioffe Institute. Polytechnicheskaya st. 26, 194021, St.Petersburg,
phone. +7(812)2927941, e-mail: s_rodin77@mail.ru

Al_xGa_{1-x}N-layers have been grown on Si-, SiC-, AlN- and Al₂O₃-substrates by HVPE. Composition of the layers has been determined by two methods: by the fundamental absorption edge and by analysis of X-ray diffraction. Measurements and calculations showed that the fraction of aluminum in the layers ranges from 0 to 100 percent.

ПОЛУЧЕНИЕ КЛАСТЕРОВ GaN НА ПОРИСТЫХ ПОДЛОЖКАХ GaAs

С.В. Симченко^{1}, А.И. Кирилай¹, В.В. Кидалов¹*

¹Бердянский государственный педагогический университет. Улица Шмидта 4, г. Бердянск, 71100, Украина, тел. +380506322892, e-mail: sstehnohlogy@rambler.ru

Получение качественных пленок нитрида галлия n- и p- проводимости позволило создать эффективные полупроводниковые “синие” диоды и лазеры [1]. В настоящее время GaN, применяемый в промышленных приборах, имеет гексагональную структуру. Благодаря прогрессу в получении качественных пленок GaN интерес к данному полупроводниковому соединению значительно возрос. Основными проблемами при этом является обеспечение однофазности пленок GaN и снижение уровня их дефектности из-за несоответствия периода решетки пленки и подложки. Одним из возможных направлений решения этой проблемы, в том числе получения метастабильной кубической фазы GaN, является применение “мягких” пористых подложек, как предложено в работе [2]. Несмотря на достигнутые успехи, проблема адгезии слоя GaN к пористой подложке окончательно не решена. При использовании сплошных слоёв GaN в полупроводниковых светоизлучающих устройствах возникают сложности, связанные с отслоением GaN от подложки из-за разности температурных коэффициентов расширения.

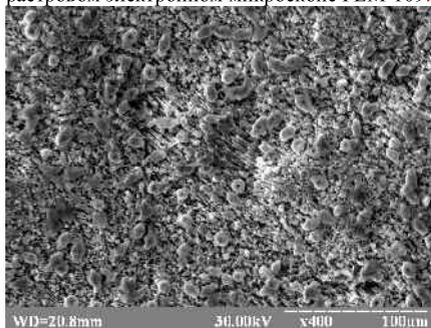
В данной работе представлен метод получения кластеров нитрида галлия на подложках из пористого GaAs путём обработки подложки атомами азота из азотной ВЧ-плазмы. Главным достоинством сформированных кластеров является сведение к минимуму отслоения кластера при высоких рабочих температурах.

Пористые слои GaAs получали с помощью электрохимического анодного травления монокристаллов n-GaAs (111), легированных кремнием, (концентрация основных носителей 10^{15} - 10^{18} см⁻³) в разработанной нами ячейке с платиновым электродом. С обратной стороны пластины GaAs был нанесен омический контакт. Травления осуществляли в спиртовом растворе 55% плавиковой кислоты. Раствор изготавливали по следующей формуле: HF: C₂H₅OH = 1:1 (по объёму). Пористые подложки получали при различных условиях травления, что приводило к колебанию степени пористости GaAs от 30 до 55 процентов, плотность электрического тока варьировали в пределах от 70 до 90 мА/см², время травления составляло 10-15 мин.

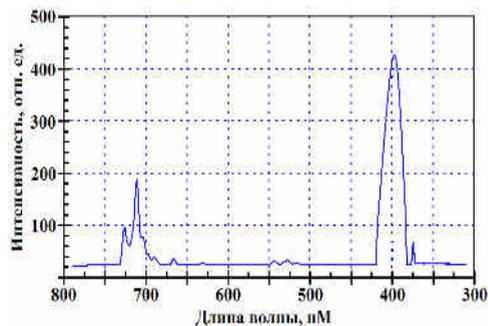
Процесс нитридизации проводили в несколько этапов, состоящих из циклов нагрев-охлаждение в атмосфере атомно-молекулярной смеси N+N₂. Температуру образца контролировали термометром хромель-алюмель, поток атомов азота на образец регистрировали с помощью платинового изотермического микрокалориметра.

Эксперимент проводили при потоках атомов $j \approx 10^{21}$ м⁻² с⁻¹ и циклах нагрева образца от 300К до 400, 460, 500 К соответственно, длительностью по 20 минут каждый. После каждого цикла образец остывал до 300К и затем исследовались его люминесцентные свойства при комнатной температуре. При снятии спектров фотолюминесценции образца использовался светосильный монохроматор ЗМР-3 и фотоумножитель ФЭУ-100. Возбуждение образца осуществлялось ртутной лампой с использованием интерференционного фильтра производства США (длина волны 365нм).

Морфология пористых подложек и полученных кластеров GaN исследовалась на растровом электронном микроскопе РЕМ-109.



(а)



(б)

Рис. 1. Морфология поверхности GaAs после травления и отжига в радикалах азота $T=500$ К, $j=10^{21}$ м⁻² с⁻¹ (а); Спектр фотолюминесценции полученной после отжига структуры, $T=300$ К (б).

При 300 К в спектре фотолюминесценции (ФЛ) наблюдается два максимума: в ультрафиолетовой (УФ) ~395нм и красной (710-725нм) областях. Наблюдаемая красная ФЛ, по-видимому, обусловлена излучательной рекомбинацией в нанокристаллах GaAs, выступающих на поверхность. Интересным является факт, что красная ФЛ, оказалась довольно интенсивной: интенсивность при 300К составляет ~15-20% от интенсивности УФ ФЛ. Высокая эффективность красной ФЛ при относительно малой объемной доле нанокристаллов GaAs свидетельствует об эффективном захвате неравновесных электронно-дырочных пар, генерируемых ультрафиолетовым фотовозбуждением в матрице GaAs. Большое различие запрещенных зон GaN (3,37) и GaAs (1,43эВ) безусловно, играет важную роль в этом процессе. Таким образом, узкозонные нанокристаллы GaAs в GaN:As ведут себя в рекомбинационных процессах подобно встроенным гетероструктурам или квантовым точкам в широкозонной матрице. Максимум, приходящийся на УФ область, является типичным для GaN и отвечает энергиям связанных экситонов в гексагональной фазе.

Результаты, эксперимента, показывают, что наиболее яркую ФЛ имеют кластеры GaN, выращенные на пористом кристалле GaAs со степенью пористости 45%. Заметим, что интенсивность ФЛ практически не уменьшалась после нескольких циклов прогрев-охлаждение (450-300К) такого образца на воздухе, что открывает перспективы использования кластеров GaN для изготовления сверхминиатюрных светоизлучающих и оптоэлектронных устройств.

Итак, в данной работе на приготовленных нами пористых подложках GaAs (111) получены термически устойчивые кластеры гексагонального GaN, обладающие лучшей адгезией к подложке по сравнению к сплошным плёнкам из этого же полупроводника. Фотолюминесцентные свойства кластеров GaN зависят от пористости подложки GaAs и геометрических размеров сформированных кластеров.

[1]. S.Nakamura, S.Nagahama, N.Iwasa, T.Yamada, T.Matsushita, H.Kiyoku, Y.Sugimoto. Appl. Phys. Lett., 68, 2105 (1996).

[2]. С.В.Иванов, С.Г.Конников, П.С. Копьев. Письма в ЖТФ. 25(1), 3 (1999).

OBTAINING GaN CLUSTERS ON A POROUS SUBSTRATE GaAs

S.V. Simchenko^{1}, A.I. Kirilash¹, V.V. Kidalov¹ .*

¹Berdiansk State Pedagogical University. St. Schmidt 4, 71100, Berdiansk, Ukraine, +380506322892, e-mail: sstehology@rambler.ru

High-quality light-emitting gallium nitride (GaN) clusters on the porous substrates of gallium arsenide (GaAs) substrate atoms were got by treatment with nitric oxide from high-frequency plasma. It was investigated how the sample temperature, the duration of treatment in nitrogen radicals, pore geometry and porosity of the GaAs substrate influence the quality and geometry of the clusters GaN.

The morphological features of the resulting structures, the chemical composition of the surface and fluorescent characteristics were investigated. The intense red and ultra-violet luminescence peaks that are characteristic for hexagonal GaN were detected.

The luminescence intensity does not almost decrease after several cycles of heating and cooling (450-300K) of the sample in air. It says about a good adhesion to the substrate GaN clusters compared to a continuous film of the same semiconductor. It opens prospects for using these structures for the light-emitting and subminiature optoelectronic devices production.

ДЕГРАДАЦИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МОЩНЫХ СВЕТОДИОДОВ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ БЫСТРЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Д.С. Бобученко¹, Ю.А. Бумай^{1}, В.В.Красовский¹, Д.С. Доманевский¹, А.Г.Куклицкая¹, С.А.Манего², Ю.В. Трофимов², В.И. Цвирко²*

¹ Белорусский национальный технический университет, Проспект Независимости, 65, 220013, г. Минск, Беларусь, Тел: +375 017 2966805, e-mail: kaf_etf@mail.ru;

² РНПУП Центр светодиодных и оптоэлектронных технологий НАН Б, Логойский тракт, 22, 220090, г. Минск, Беларусь.

В данной работе исследовано влияние облучения быстрыми электронами (4 МэВ) на электрические и оптические свойства СИД фирмы Helio (1 Вт) различного свечения (синих, зеленых, красных и ультрафиолетовых). Измерялись вольтамперные характеристики (ВАХ) в области токов 1 мкА - 350 мА (в режиме стабилизации тока через СИД), спектры электролюминесценции и температура.

ВАХ исследованных синих и красных СИД приведены на рис.1,2. Определение параметров ВАХ СИД осуществлено на основе построения зависимостей напряжения U и производных по току dU/dI и $dU/dlnI$ от I , $I^{1/2}$, I^1 , $I^{1/2}$ и анализа линейных участков полученных зависимостей. На рис.3, в частности, приведена зависимость U от $I^{1/2}$ синего исходного и облученных СИД, позволяющая оценить контактную разность потенциалов и инжекционную составляющую ВАХ. Из рис.1 видно, что СИД на основе нитридов являются достаточно радиационно-стойкими. Облучение приводит к снижению прямого напряжения смещения на СИД в области туннельно-рекомбинационных токов, при этом сдвиг напряжения для синего и ультрафиолетового СИД достигает ~50 мВ и для зеленого ~75 мВ. Вероятно, это связано с повышением тока насыщения данных СИД в связи с увеличением при облучении количества ловушек в области пространственного заряда. Это подтверждается также увеличением малых прямых токов (~2 раза для синих и зеленых СИД и в ~1.5 раза для ультрафиолетового СИД) на участке ВАХ 1 мкА -1 мА. Для СИД на базе нитридов наблюдается также небольшое ослабление инжекционной составляющей на максимальном флюенсе. При этом фактор неидеальности экспоненциальной части ВАХ изменяется слабо, контактная разность потенциалов СИД немного уменьшается.

Изменения ВАХ СИД на основе фосфидов при облучении имеют противоположную тенденцию (рис.2). Наблюдается сильное изменение ВАХ красного СИД, сильно увеличивается контактная разность потенциалов и существенно уменьшается степенной участок ВАХ, соответствующий двойной инжекции. При этом на последнем флюенсе ВАХ красного СИД имеет практически линейный наклон, соответствующий сопротивлению $R \approx 1.5$ Ом. Сдвиг ВАХ в сторону высоких напряжений смещения при облучении красных диодов можно объяснить образованием на гетерограницах кристаллов СИД интерфейсных состояний с высокой поверхностной плотностью, вызывающих сильное повышение барьеров для носителей заряда.

Термографические исследования СИД показали увеличение температуры нагрева СИД с ростом флюенса, связанное со снижением их энергетической эффективности. Для максимального флюенса температура синих СИД на токе 350 мА увеличивалась на ~16°C, зеленых и ультрафиолетовых – на ~12–13°C по сравнению с исходными.

Зависимость энергетической эффективности исследуемых СИД от флюенса приведена на рис.4, из которого видно, что деградация оптических свойств при облучении происходит значительно сильнее, чем электрических, при этом наиболее существенно уменьшается энергетическая эффективность красного СИД.

Из спектров электролюминесценции (рис. 5) видно, что с увеличением флюенса энергии Урбаха СИД на основе GaN увеличиваются, а красных СИД на основе GaP (рис. 6)) остается постоянной. С увеличением флюенса облучения температура электронной подсистемы в активной области СИД на основе GaN, определяемая по высокоэнергетическому краю спектра, уменьшается, что можно объяснить уменьшением уровня возбуждения. Для СИД на основе GaP она увеличивается. Это, вероятно, связано с большей степенью деградации и, следовательно, большим нагревом кристалла. Также можно отметить, что при облучении у всех светодиодов на основе GaN возникла полоса в области 1,8-2,4 эВ, обусловленная дефектами.

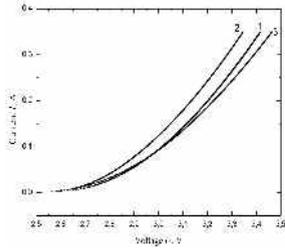


Рис.1. ВАХ синего СИД при флюенсах быстрых электронов: 1 – исходный, 2 – $D=4.7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$, 3 – $D=1.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$.

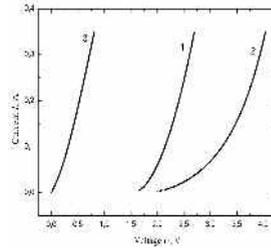


Рис.2. ВАХ красного СИД при флюенсах быстрых электронов: 1 – исходный, 2 – $D=4.7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$, 3 – $D=1.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$.

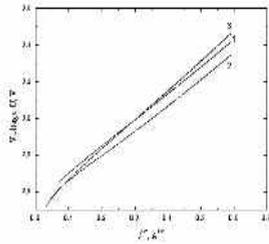


Рис.3. Зависимость напряжения U от $I^{1/2}$ синего СИД, облученного быстрыми электронами: 1 – исходный, 2 – $D=4.7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$, 3 – $D=1.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$.

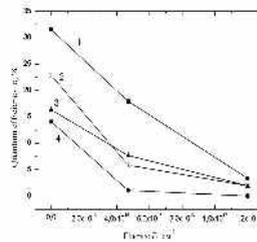


Рис.4. Зависимость энергетической эффективности синего (1), ультрафиолетового (2) зеленого (3) и красного (4) СИД на токе 350 мА от флюенса быстрых электронов.

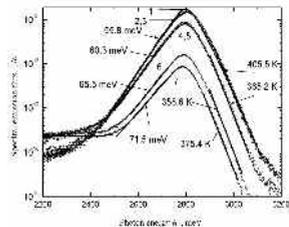


Рис.5. Зависимость потока излучения от энергии фотона для синего СИД при флюенсах: 0 (1); $5 \cdot 10^{15}$ (2,3); $4.7 \cdot 10^{16}$ (4); $4.6 \cdot 10^{16}$ (5); $1.2 \cdot 10^{17}$ (6,7) при токе 350 мА.

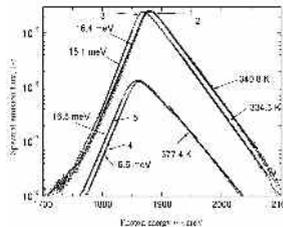


Рис.6. Зависимость потока излучения от энергии фотона для красного СИД при флюенсах: 0 (1); $5 \cdot 10^{15}$ (2,3); $4.7 \cdot 10^{16}$ (4); $4.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ (5) при токе 350 мА.

DEGRADATION OF OPTICAL AND ELECTRICAL PROPERTIES OF POWER LEDs UNDER FAST ELECTRON IRRADIATION

D.S. Bobuchenko¹, Y.A. Bumai^{1}, V.V. Krasovskii¹, D.S. Domanevskii¹, A.G. Kuklitskaja¹, S.A. Manego¹, U.V. Trophimov², V.I. Zvirko²*

¹Belarussian National Technical University, Independence Ave., 65, 220013 Minsk, Belarus,
Tel: +375 017 2966805, e-mail: kaf_etf@mail.ru;

²RSPUE Center of LED and Optoelectronic Technologies, Logoysky Tract, 22, 220090, Minsk, Belarus;

Degradation of electrical and optical properties of power LEDs under fast electron irradiation has been investigated. Slight changes of volt-ampere characteristics of nitride based LEDs and drastic changes of phosphide ones have been observed. The electroluminescence features of irradiated LEDs are discussed.

ХАРАКТЕРИЗАЦИЯ ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ НИТРИДОВ III ГРУППЫ МЕТОДОМ ДИНАМИЧЕСКОЙ ВТОРИЧНО-ИОННОЙ МАСС-СПЕКТРОМЕТРИИ

Б.Я. Бер^{1,3}, А.В. Меркулов², Д.Ю. Казанцев^{1,3}*

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Ул. Политехническая, д. 26, 194021, Санкт-Петербург, тел. +7(812)2927362, e-mail: boris.ber@mail.ioffe.ru;

² CAMECA SAS, 29 Quai des Grésillons, 92622, Gennevilliers, Cedex, France;

³ ЦКП «Материаловедение и диагностика в передовых технологиях». Ул. Политехническая, д. 26, 194021, Санкт-Петербург

Бурное развитие развитие опто- и наноэлектроники на основе гетероструктур нитридов III группы опирается на совершенствование методов характеристики таких структур. Среди различных диагностических методов одним из важнейших является динамическая вторично-ионная масс-спектрометрия (Д-ВИМС), которая позволяет с высокой точностью и чувствительностью определять распределения состава и легирования по толщине приборной гетероструктуры.

Приборные структуры на основе нитридов являются многослойными наноразмерными гетероструктурами, электрофизические и оптические свойства которых зависят от составов слоев, их толщин, качества гетерограниц, реального распределения в гетероструктуре намеренно вводимых в нее примесей и наличия в структуре нежелательных фоновых примесей.

С помощью Д-ВИМС можно определять наличие любого из химических элементов, чувствительность метода может достигать $\sim 10^{16}$ атом/см³. Будучи по своей природе разрушающим поверхностно-чувствительным методом, Д-ВИМС позволяет профилировать распределение по толщине наноструктуры как основных, так и примесных элементов с нанометровым разрешением по глубине. Наряду с этим, Д-ВИМС позволяет получать карты латерального распределения основных элементов, образующих гетероструктуру, и на этой основе определять 3-хмерное распределение основных элементов по объему структуры.

В докладе обсуждаются физические основы метода Д-ВИМС, методика послойного профилирования и количественного ВИМС-анализа матричного и примесного состава индивидуальных слоев приборных гетероструктур на основе нитридов III группы. Описывается экспериментальная реализация метода Д-ВИМС, современное оборудование для Д-ВИМС, позволяющее реализовать одновременно высокую чувствительность и высокое разрешение по глубине при профилировании нитридных гетероструктур. Приводятся примеры использования Д-ВИМС как при проведении исследований нитридных гетероструктур, так и при разработке технологии формирования приборных гетероструктур (см. Рис. 1, 2).

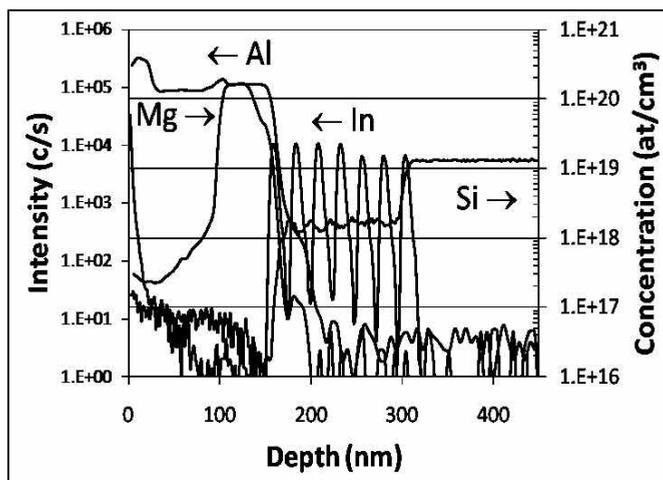


Рис. 1. Д-ВИМС профиль основных, донорных и акцепторных примесей в AlGaIn/GaN гетероструктуре светодиода.

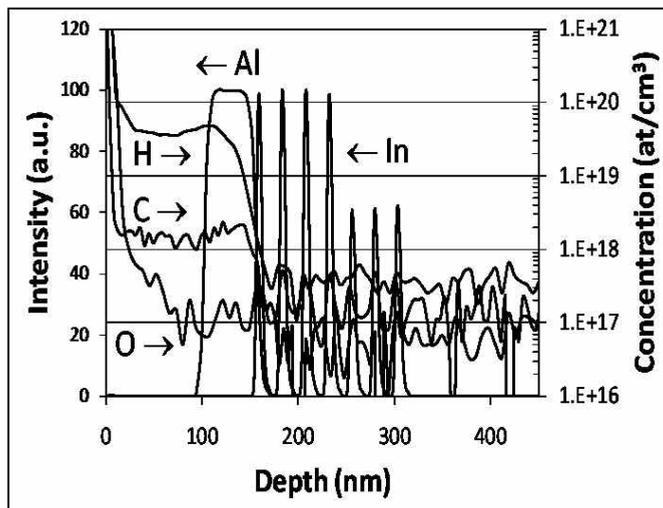


Рис. 2. Д-ВИМС профиль фоновых примесей в AlGaIn/InGaIn гетероструктуре светодиода.

CHARACTERIZATION OF NITRIDE HETEROSTRUCTURES BY DYNAMIC SECONDARY ION MASS SPECTROMETRY

B.J. Ber^{1,3}, A.V. Merkulov², D.Yu. Kazantsev^{1,3}*

¹ A.F. Ioffe Physical-Technical Institute. 26 Polytechnicheskaya St, 194021, St Petersburg, phone. +7(812)2927362, e-mail: boris.ber@mail.ioffe.ru;

² CAMECA SAS. 29 Quai des Grésillons, 92622, Gennevilliers, Cedex, France;

³ Center of Multiuser Equipment "Material Science and Diagnostics in Advanced Technologies". 26 Polytechnicheskaya St, 194021, St Petersburg

Rapid progress of opto- and nanoelectronics based on nitride heterostructures depends on the development of characterization techniques. Dynamic secondary ion mass spectrometry (D-SIMS) is one of the key characterization tool. Its importance is motivated by its unique possibilities. D-SIMS can be used to measure all elements and their isotopes in the Periodic Table. Trace sensitivity is down to ppb levels, that makes possible to measure intentional and unintentional doping. D-SIMS has capability of accurate in-depth profiling of multilayered nanoheterostructures with nanometer depth resolution. Valuable information about two-dimensional distribution of elements can be obtained by SIMS imaging. SIMS in-depth profiling and imaging may be combined to yield a three-dimensional SIMS chemical map of materials and heterostructures.

In this presentation basic phenomenon of SIMS process is described, and the issue of SIMS quantification is addressed. The technique of in-depth SIMS analysis is discussed, its strengths and limitations are considered focusing on the challenge of accurate analysis of nitride heterostructures.

The case studies shown (Fig. 1, 2) illustrate the application of D-SIMS at low impact energy for the in-depth characterization of modern nitride heterostructures. Fundamental and instrumental effects limiting the depth resolution, the sensitivity and the accuracy are discussed. The information of state-of-the-art instrumentation for D-SIMS for characterization of semiconductor nano-scaled heterostructures is presented.

ФОТОЭМИССИОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ n -GaN(0001) И ИНТЕРФЕЙСА Ва/ n -GaN(0001) ПРИ СИНХРОТРОННОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

*Г.В. Бенеманская**, *М.Н. Лапушкин*, *С.Н. Тимошнев*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, 194021, С-Петербург, тел. +7(812)2927317, e-mail: Galina.Benemanskaya@mail.ioffe.ru

Проведены *in situ* в сверхвысоком вакууме $P \sim 5 \times 10^{-10}$ Торр фотоэмиссионные исследования электронной структуры n -GaN(0001) и ультратонких интерфейсов Ва/ n -GaN(0001) в диапазоне субмонослойных покрытий методом ультрафиолетовой фотоэлектронной спектроскопии (УФЭС). Изучены спектры фотоэмиссии из валентной зоны, поверхностных состояний и спектры остовных уровней Ga 3*d*, Ва 5*p*, Ва 4*d* при синхротронном возбуждении с энергиями фотонов в диапазоне 50 эВ ÷ 400 эВ. Найдено, что адсорбция Ва на GaN вызывает кардинальные изменения в электронной структуре, происходит подавление собственных поверхностных состояний n -GaN(0001) и сужение спектра фотоэмиссии в области валентной зоны. Установлены поверхностные состояния при энергиях 2.7 эВ, 5.0 эВ и 6.5 эВ относительно края валентной зоны на поверхности. Результаты эволюции поверхностных состояний в процессе формирования интерфейса рассмотрены в рамках структурной модели реконструкции (2×2) n -GaN(0001). В спектрах фотоэмиссии в запрещенной зоне вблизи уровня Ферми обнаружен фотоэмиссионный пик, природа которого связана с созданием аккумуляционного слоя за счет адсорбции Ва на GaN.

Нитриды III группы GaN, AlN, InN и их тройные соединения в настоящее время широко применяются для создания оптоэлектронных приборов, работающих в спектральном диапазоне от УФ до ИК. Развивается промышленность, основанная на III-нитридах, и новые разработки являются многообещающими. Применение нано- и гетероструктур на основе III-нитридов для современных оптических и электронных устройств НЕМТ, HFET резко увеличивает роль поверхности и ее влияние на характеристики приборов. Как правило, поверхностные состояния оказывают сильное влияние на свойства поверхности и интерфейсов [1-4]. Важную роль играет также уникальное свойство III-нитридов – возможность формирования аккумуляционного слоя и двумерного вырожденного электронного газа на поверхности GaN [2, 3] и в гетероструктурах Al_xGa_{1-x}N/GaN и GaN/Al_xGa_{1-x}N/GaN. Повышенные требования к знанию структурных и электронных свойств поверхности, а также интерфейсов на их основе обеспечивают актуальность данных исследований. Наиболее полную информацию об электронной структуре твердого тела дает УФЭС.

Фотоэмиссионные исследования выполнены на синхротроне BESSY II Берлин, Германия с использованием метода УФЭС при возбуждении в диапазоне энергий фотонов 50 эВ ÷ 400 эВ. Исследования образцов n -GaN(0001) и интерфейсов Ва/ n -GaN(0001) при субмонослойной адсорбции проводились *in situ* в сверхвысоком вакууме $P < 5 \times 10^{-10}$ Торр при комнатной температуре. Регистрировались спектры нормальной эмиссии электронов из валентной зоны, поверхностных состояний и спектры остовных уровней Ga 3*d*, Ва 5*p*, Ва 4*d*.

Образец n -GaN(0001) выращен методом MOCVD и легирован кремнием $\sim 4 \times 10^{17}$ см⁻³. Перед измерениями образец подвергался отжигу *in situ* при температуре ~ 700 °С. Атомарно-чистый Ва напылялся на поверхность образца из стандартного источника, который был откалиброван по потоку адсорбированных атомов. Отметим, что 1 монослой (ML) соответствует концентрации, при которой один атом Ва приходится на один атом Ga на поверхности GaN(0001) 1×1 , и равняется $9.9 \cdot 10^{14}$ атом/см². Ширина запрещенной зоны образца соответствует $E_g = 3.4$ эВ.

Адсорбция Ва на поверхности n -GaN вызывает кардинальные изменения в электронной структуре. На рис. 1а представлены спектры нормальной фотоэмиссии из области валентной зоны и поверхностных состояний: 1 – для чистого n -GaN, 2 – для интерфейса Ва/ n -GaN при покрытии 1.5 ML. Спектры приведены к одинаковой интенсивности. Наиболее сильные изменения наблюдаются в области энергий связи 0÷10 эВ. В этой области интенсивность фотоэмиссии резко уменьшается при увеличении бариевого покрытия. Обнаружен новый эффект – кардинальное уменьшение ширины спектра фотоэмиссии в области валентной зоны от ~ 10 эВ до ~ 2 эВ при Ва покрытии 1.5 ML на n -GaN(0001). Анализ спектров показывает, что эффект сужения спектра вызван подавлением ряда собственных поверхностных состояний GaN при взаимодействии адатомов Ва с оборванными связями поверхностных атомов Ga. На рис. 1б представлены результаты разложения спектра фотоэмиссии в области валентной зоны для интерфейса Ва/ n -GaN(0001) при покрытии 0.25 ML. При этом покрытии в спектре фотоэмиссии наиболее четко проявляются особенности, связанные с поверхностными состояниями. Исчезает из спектра пик S1 (-0.4 эВ) и ярко проявляются 3 пика собственных поверхностных состояний S2 (2.7 эВ), S3 (5.0 эВ), S4 (6.5 эВ). Отметим, что

состояние S1 наблюдается только для реконструкции 2×2 поверхности n -GaN(0001) [5]. Структурная модель реконструкции GaN(0001)- 2×2 предполагает несколько адсорбционных позиций для адатомов: T4, T1, H3. Мы предполагаем, что на начальном этапе наиболее вероятна адсорбция Ba в позицию T4. Далее адсорбция происходит в позиции T1 и H3, причем можно отметить, что одно из этих мест адсорбции заполняется быстрее.

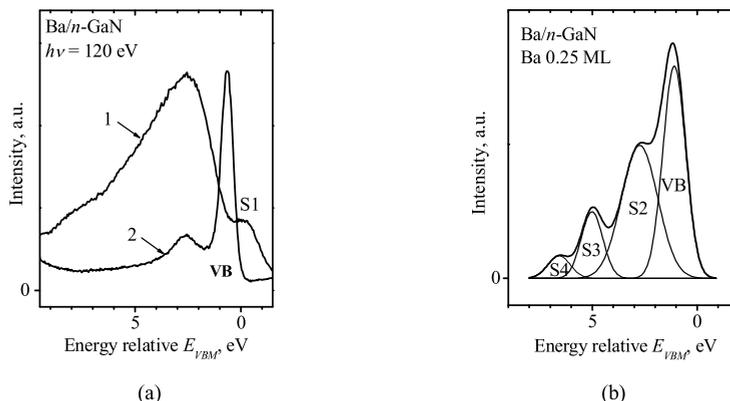


Рис.1. а) Normal photoemission spectra for clean GaN surface (1) and Ba/GaN interface (2) at Ba coverage 1.5 ML. б) Decomposition of the photoemission spectrum for n -GaN(0001) at Ba coverage 0.25 ML. Excitation energy $h\nu = 120$ eV.

Обнаружено, что при адсорбции Ba на поверхности n -GaN при покрытии больше 0.9 ML происходит возникновение нового фотоэмиссионного пика в запрещенной зоне на уровне Ферми. Природа пика может быть связана с созданием вырожденного 2D электронного газа в аккумуляционном слое.

Работа поддержана грантом РФФИ № 11-02-00114-а и грантом Программы Президиума РАН «Квантовые мезоскопические и неупорядоченные системы». Авторы также выражают благодарность российско-германской лаборатории синхротрона BESSY II.

- [1] G. Benemanskaya, S. Timoshnev, S. Ivanov et. al. Phys. Status Solidi C **10**, 494 (2013).
- [2] G.V. Benemanskaya, M.N. Lapushkin, S.N. Timoshnev. Surf. Sci., **603**, 2474 (2009).
- [3] Г.В. Бенеманская, С.Н. Тимошнев, М.Н. Лапушкин и др. Изв. РАН, серия физ., **75**, 2 (2011).
- [4] Г.В. Бенеманская, В.Н. Жмерик, М.Н. Лапушкин, С.Н. Тимошнев. Письма ЖЭТФ, **91**, 739 (2010).
- [5] P. Lorenz, R. Gutt, T. Haensel et al. Phys. Status Solidi C **7**, 169 (2010).

SYNCHROTRON PHOTOEMISSION STUDY OF THE n -GaN(0001) AND ULTRATHIN Ba/ n -GaN(0001) INTERFACE

G.V. Benemanskaya**, *M.N. Lapushkin*, *S.N. Timoshnev

Ioffe Physical-Technical Institute of the RAS. Polytekhnicheskaya str. 26, 194021, St.Petersburg,
phone. +7(812)2927317, e-mail: Galina.Benemanskaya@mail.ioffe.ru

Photoemission studies of the electronic structure of the n -GaN(0001) surface and ultrathin Ba/ n -GaN(0001) interface in the range of submonolayer coverages were carried out by ultraviolet photoelectron spectroscopy. Experiments were performed *in situ* in a vacuum $P \sim 5 \times 10^{-10}$ Torr. Normal valence band photoemission spectrum and core level spectra of Ga $3d$, Ba $4d$, and Ba $5p$ have been obtained with synchrotron excitation in the range $50 \div 400$ eV. Drastic change in the valence band spectra is revealed and showed that narrowing of valence band and suppression of surface states occur with increasing Ba coverage up to 1.5 monolayer. The surface states are determined at energy of -0.4 eV, 2.7 eV, 5.0 eV, and 6.5 eV with respect to the valence band maximum. New phenomenon is revealed, namely, the appearance of a new photoemission peak at the Fermi level originated from the electron accumulation layer induced by Ba adsorption on the n -GaN(0001) surface.

ИССЛЕДОВАНИЕ СИЛЬНОЛЕГИРОВАННОГО *p*-GAN, ПОЛУЧЕННОГО МЕТОДОМ АММИАЧНОЙ МЛЭ

*А.М. Гилинский**, *Т.В. Малин, В.Г. Мансуров, В.И. Ободников,*
Д.Ю. Протасов, А.В. Кожухов, К.С. Журавлев

Институт физики полупроводников СО РАН им. А.В. Ржанова

Пр. Ак. Лаврентьева, 13, 630090, Новосибирск

* тел. +7(383)3306945, e-mail: gilinsky@thermo.isp.nsc.ru

Получение эпитаксиальных слоев нитридов галлия-алюминия *p*-типа проводимости с низким удельным сопротивлением представляет собой сложную технологическую задачу. Несмотря на значительное количество публикаций, до сих пор не вполне ясны механизм легирования, причины большого различия в степени активации легирующей примеси, достигающего двух порядков величины и более, и методы оптимизации проводимости. Цель настоящей работы состояла в исследовании механизмов роста и оптимизации режимов выращивания нитрида галлия *p*-типа проводимости методом аммиачной молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ).

Рост слоев *p*-GaN проводился в установке МЛЭ Riber СВЕ-32Р, доработанной для использования аммиачного источника активного азота, на подложках из сапфира с ориентацией (0001). Температура подложки при росте слоя GaN составляла 830°C, легирование осуществлялось при помощи тигельного источника магния. Рост проводился под контролем дифрактометра быстрых электронов (RHEED). Для контроля концентрации магния в материале использовалось профилирование методом ВИМС (вторичной ионной масс-спектропии).

На рисунке показаны ВИМС-профили концентрации магния в образцах с высокими уровнями легирования. Как видно, повышение уровня легирования приводит к возникновению в профилях вскоре после начала роста эпитаксиальной пленки пика концентрации магния с последующим её спадом и переходом к протяженному плато. По мере увеличения потока магния значение концентрации в пике растет сублинейно и насыщается вблизи значения 10^{21} см⁻³. В ходе роста в образцах, продемонстрировавших пик концентрации Mg, наблюдалась смена поверхностных сверхструктур в картине дифракции быстрых электронов, а при увеличении концентрации магния – исчезновение дифракционной картины по мере роста пленки. Вместе с этим, образцы с высоким уровнем легирования демонстрируют ухудшение морфологии поверхности в АФМ-изображениях. Наблюдаемые изменения структурных характеристик указывают на возможность смены полярности растущей эпитаксиальной пленки в результате сильного легирования магнием.

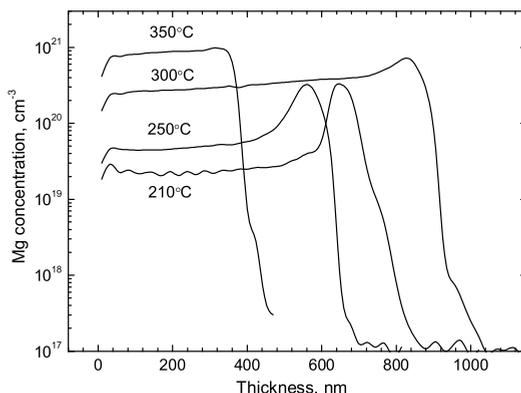


Рис. 1. ВИМС профили концентрации магния в слоях *p*-GaN с высоким уровнем легирования. Указаны температуры источника магния, использованные при синтезе слоев. Поверхность эпитаксиальной пленки соответствует толщине, равной 0.

В докладе будут рассмотрены изменения, наблюдаемые в оптических характеристиках (фотолюминесценции и спектрах пропускания) слоев *p*-типа с высоким уровнем легирования и

обсуждены пути повышения проводимости и снижения уровня дефектности нитридных слоев при легировании магнием.

STUDY OF STRONGLY DOPED p-GaN GROWN BY AMMONIA MBE

*A.M. Gilinsky**, *T.V. Malin*, *V.G. Mansurov*, *V.I. Obodnikov*,
D.Yu. Protasov, *A.V. Kozhukhov*, *K.S. Zhuravlev*

Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences.

Pr. Ac. Lavrentieva, 13, 630090, Novosibirsk

* phone: +7(383)3306945, e-mail: gilinsky@thermo.isp.nsc.ru

A study of GaN strongly doped with magnesia is reported. The growth was performed on sapphire substrates at 830°C using the ammonia MBE technique. SIMS profiling reveals the appearance of a concentration peak of Mg followed by a concentration decrease and a plateau. The development of the concentration peak on highly doped samples is accompanied by changes in the RHEED structures observed *in situ* and a roughening of the sample surface as seen by *ex situ* AFM. We describe the changes in the optical characteristics (PL and absorption spectra) that accompany the doping-induced changes and discuss the ways to improve the conductivity of the layers.

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕКОМБИНАЦИИ И ПЕРЕНОСА ФОТОЭЛЕКТРОНОВ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ p-GaN/Al_xGa_{1-x}N/Al₂O₃ МЕТОДАМИ СПЕКТРОСКОПИИ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И ФОТОТОКА.

А.С.Терехов^{1}, В.В.Бакин¹, Г.Э.Шайблер¹, С.Н. Косолобов¹, Ф.Н. Дульцев¹, А.А.Падалица², В.А.Курешов², Д.Р. Сабитов², А.В. Мазалов².*

¹ ИФП СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, 630090, Новосибирск,

+7 (383)3308508, e-mail: terek@isp.nsc.ru;

² ОАО «НИИ Полус» им. М.Ф. Стельмаха, ул. Введенского, 3, 117342, Москва;

Дизайн, технология выращивания гетероэпитаксиальных структур (ГЭС) p-GaN(Mg)/AlN/Al₂O₃ для полупрозрачных фотокатодов и других фотоприёмников УФ диапазона, технология активации примеси Mg в активном слое могут быть существенно улучшены и ускорены при использовании вспомогательных методик промежуточного измерения отдельных параметров гетероструктуры, позволяющих изучать поглощение, перенос, рекомбинацию и эмиссию фотоэлектронов без изготовления фотокатода. В данной работе были изучены возможности использования для этих целей традиционных фотоэлектрических методик, таких как измерение спектров и пространственных распределений фотолюминесценции (ФЛ), фототока (ФТ) в электролит и металл. При проведении этих измерений активный p-GaN-слой мог освещаться как со стороны его поверхности, так и через прозрачные подложку и буферный слой. Анализировались изменения свойств ГЭС в зависимости от режимов их выращивания, толщин слоёв, а также от режима активации магния. Для выращивания ГЭС использовался метод МОС-гидридной эпитаксии. Предварительная «диагностика» режимов роста отдельных слоёв ГЭС проводилась путём анализа морфологии их поверхности методом атомно-силовой микроскопии. АСМ-измерения проводились с использованием микроскопа Solver P-47H (NT-MDT). Были исследованы возможности использования как традиционной методики выращивания буферного AlN-слоя с низкотемпературным «зародышевым» подслоем, так и менее исследованный «высокотемпературный» вариант этого слоя. Активация магния проводилась как в атмосфере азота, так и в высоком вакууме. Эффективность активации акцепторной примеси контролировалась как традиционной методикой измерения концентрации и подвижности свободных дырок, так и бесконтактным локальным методом фотолюминесценции. Изучение «толщинных» зависимостей параметров активного p-GaN-слоя проводилось как путём выращивания и исследования свойств слоёв разной толщины, так и путём утонения «толстых» слоёв. Для утонения p-GaN-слоя использовались методики как «жидкостного» травления, так и травления активными радикалами хлора. Основные результаты состоят в следующем. (1) Были отработаны воспроизводимые режимы выращивания фотокатодных ГЭС, соответствующие как квазидвумерному, так и островковому характеру роста активного слоя. АСМ-изображения поверхностей этих слоёв показаны на рис.1 и 2, соответственно. (2) Был отработан режим выращивания фотокатодных ГЭС диаметром ~ 50 мм, обеспечивающий высокую однородность его фотоэлектрических характеристик по площади. Одним из подтверждений высокой однородности свойств является пространственное распределение интенсивности ФЛ, приведённое на рис.3. (3) Показано, что измерение спектров фототока из активного слоя в электролит или в металл позволяет определить как эффективность поглощения

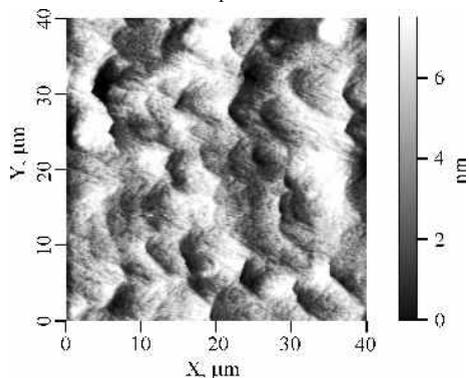


Fig. 1

света в активном слое фотокатодной ГЭС, так и эффективность переноса фотоэлектронов к эмитирующей поверхности. Подтверждение справедливости этого утверждения показано на рис.4,5. Из рис.4 следует, что формы спектров квантовой эффективности (QE) фотоэмиссии, измеренные на одной и той же ГЭС в электролит и в вакуум (после изготовления из этой ГЭС фотокатода) в относительных единицах совпадают. На рис. 5 показаны спектры QE в электролит, измеренные на одной и той же ГЭС до и после химического утонения активного слоя на ~ 20 нм. Значительное увеличение QE после химического травления поверхности активного слоя, наблюдавшееся на всех «обследованных» ГЭС, свидетельствует о наличии на исходных

поверхностях p – GaN тонких дефектных слоёв.

Авторы благодарят Н.С.Рудую и А.С. Кожухова за помощь в проведении АСМ – измерений.

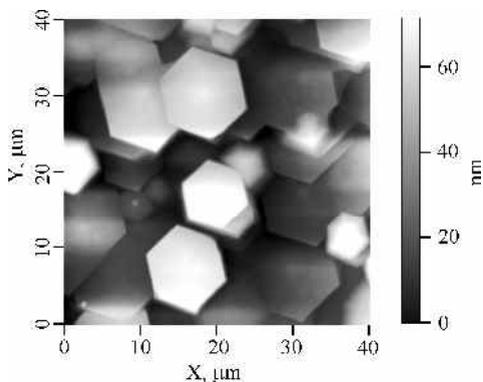


Fig. 2

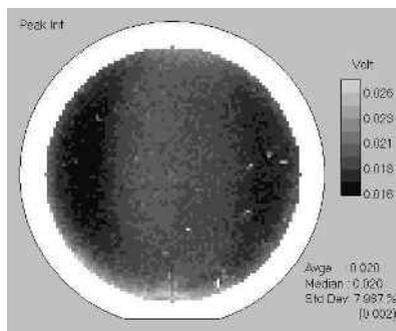


Fig. 3

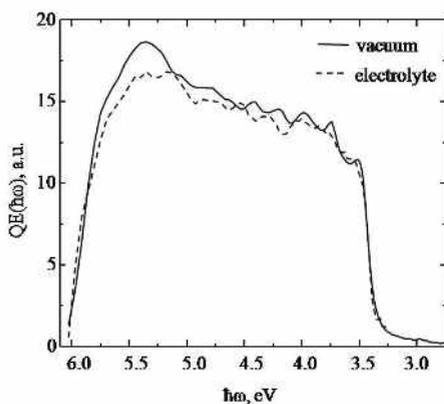


Fig.4

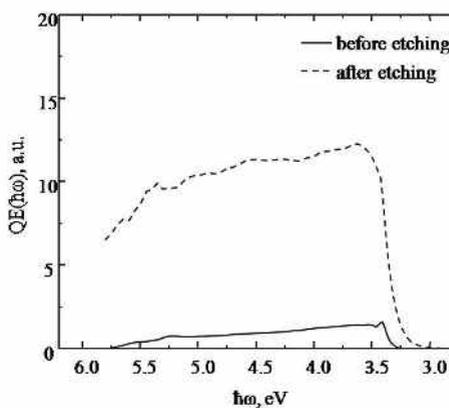


Fig.5

STUDY OF RECOMBINATION AND TRANSPORT OF PHOTOELECTRONS IN EPITAXIAL p-GaN/AlN / Al₂O₃ BY PHOTOLUMINESCENCE AND PHOTOCURRENT SPECTROSCOPY.

A.S. Terekhov^{1*}, V.V.Bakin¹, H.E. Scheibler¹, S.N.Kosolobov¹, F.N. Dultsev¹, A.A. Padalitsa²,
V.A. Kureshov², D.R. Sabitov², A.V. Mazalov²

¹Institute of Semiconductor Physics SB RAS, pr. Lavrentieva 13, 630090, Novosibirsk,
+7 (383)3308508, e-mail: terek@isp.nsc.ru;

²GNPO Polyus. st. Vvedensky 3, 117342, Moscow,

The p-GaN(Mg) /AlN/c-Al₂O₃ – heterostructures for transmission-mode UV- photocathodes, grown by MOCVD, were studied by use of photoluminescence and photocurrent spectroscopes and topography. It was demonstrated, that the use of these techniques together with thinning of the GaN – layer enable one to evaluate separately the perfection of the most of the several steps of photocathode preparation procedure. These techniques are suitable also for the estimation of the applicability of the given photocathode – assembly for the manufacturing of photon detector with required parameters.

СПЕКТРЫ КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ОБЛУЧЕННЫХ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧНЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ СВЕТОДИОДНЫХ СТРУКТУР С МНОЖЕСТВЕННЫМИ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ InGaN/GaN, ИЗМЕРЕННЫЕ В ДИАПАЗОНЕ ТЕМПЕРАТУР 90-300 К

П. С. Вергелес, Е. Б. Якимов*

Учреждение РАН Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов
РАН, 142432, г. Черноголовка, Институтская 6, vergel@yandex.ru; yakov@yandex.ru

Ранее было показано [1,2], что длительное облучение электронным пучком светодиодных структур на основе множественных квантовых ям (МКЯ) InGaN/GaN приводит к появлению одной или нескольких более высокоэнергетических линий излучения в области спектра КЛ, связанной с излучением МКЯ. Однако, природа и механизмы таких изменений до конца не ясны. Между тем, понимание этих механизмов представляет интерес не только для диагностики таких структур в растровом электронном микроскопе, но и для понимания механизмов деградации таких структур. Поэтому для получения дополнительной информации, которая могла бы помочь познать наблюдаемые явления, были проведены измерения спектров КЛ от температуры жидкого азота до комнатной.

Как и раньше, исследовались светодиодные структуры на основе системы МКЯ InGaN/GaN, выращенных методом МOCVD на сапфире с ориентацией (0001). Структуры состояли из нижнего слоя n-GaN толщиной 3 мкм, легированного кремнием ($N_d \sim 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), активного слоя, содержащего несколько периодов КЯ (3 нм InGaN и 12 нм GaN) и верхнего слоя p^+ -GaN толщиной порядка 0.1-0.2 мкм, легированного Mg до концентрации порядка 10^{20} см^{-3} . Изучаемые структуры имели 1, 3 и 5 КЯ. Измерения спектров КЛ проводились в микроскопе JSM 6490, оснащенный системой катодолюминесценции MonoCL3 при энергии первичных электронов 10 кэВ и токе пучка порядка 10^{-10} А. Площадь облучения была порядка 10 мкм^2 и облучение проводилось при комнатной температуре. Были измерены спектры, как с облученной, так и с необлученной области.

На Рис.1а приведены спектры КЛ, полученные для необлученной области светодиодной структуры с 5 КЯ, при разных температурах – 90, 147 и 290 К. При низких температурах в области излучения КЯ InGaN/GaN кроме основной линии излучения с энергией 2.6 эВ в виде плеча проявляется линия с энергией 2.5 эВ. Эта линия излучения, вероятно, является фоновым повторением линии с энергией 2.6 эВ, поскольку энергия фонона в GaN равна 91.2 мэВ.

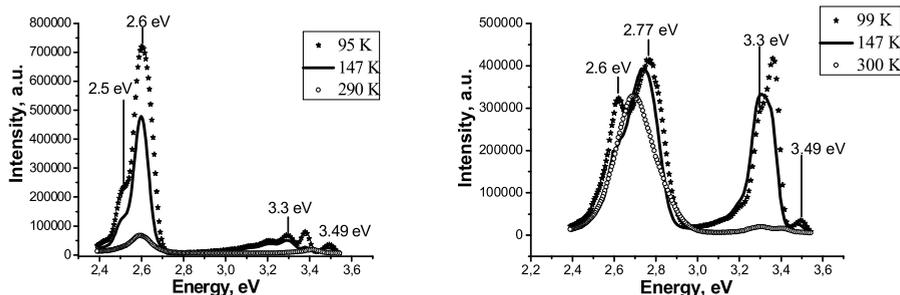
На Рис.1б приведены спектры КЛ, полученные на облученном фрагменте светоизлучающей структуры с 5 КЯ, для трех разных температур – 99, 147 и 300 К. Из графиков видно, что на облученном участке при низких температурах в области излучения МКЯ InGaN/GaN наблюдается четкое разделение исходной линии излучения 2.6 эВ и линии, появляющейся в результате облучения (2.77 эВ при температуре жидкого азота). Такое разделение наглядно показывает, что исходная линия излучения при облучении электронами не смещается плавно в синюю область, а остается на месте и в дополнение к ней возникает новая линия излучения, что подтверждает ранее полученные результаты [1,2].

Положение линии излучения GaN (3.49 эВ) в зависимости от температуры хорошо описывается зависимостью Варшни, однако положение исходной линии излучения КЯ практически не зависит от температуры в использованном диапазоне температур измерения. Положение линии излучения, появляющейся в результате облучения электронным пучком, также практически не зависит от температуры. Это можно рассматривать как дополнительный аргумент в пользу того, что эта новая линия излучения связана с люминесценцией в области КЯ, а не с другими областями исследуемых структур.

В области излучения GaN в спектрах КЛ, полученных при низких температурах как на необлученной области, так и на облученном фрагменте светоизлучающей структуры, наблюдается сложная структура. Линия излучения КЛ с энергией 3.49 эВ связана с краевым переходом. Положение максимума этой линии хорошо описывается полуэмпирической зависимостью Варшни. Линию излучения с энергией 3,3 эВ можно ассоциировать с линией излучения Mg, поскольку она отстоит от линии излучения краевого перехода GaN на 18.5 мэВ, что близко к литературным значениям. Из Рис.1б видно, что после облучения интенсивность излучения этой линии существенно растет, что, по-видимому, связано с распадом пар Mg-H.

Полученные результаты можно объяснить в рамках следующих предположений. Поскольку энергия новой линии излучения в области КЯ (2.69 эВ) больше исходной (2.6 эВ), то она должна быть связана с областями, которые содержат меньшую концентрацию In или меньшую толщину КЯ. Сохранение исходной линии излучения показывает, что такие области занимают достаточно малую долю КЯ и либо возникают в процессе облучения за счет стимулированной облучением диффузии

In, либо эти области уже присутствовали в КЯ, например, вблизи протяженных дефектов, но интенсивность излучения из них была незначительна. Стимулированная диффузия Al наблюдалась на квантовых ямах AlGaIn/GaN в [3] при облучении в РЭМ, а также на КЯ InGaIn/GaN при высоких ускоряющих напряжениях. Если же предположить, что области с меньшим содержанием In или с меньшей толщиной КЯ сформировались в дефектных областях, освободившийся в результате распада Mg-H комплексов водород может пассивировать центры безызлучательной рекомбинации в этих областях, тем самым, повышая вероятность излучательной рекомбинации. В настоящее время мы не можем сделать выбор между этими механизмами. Возможно, что они оба принимают участие в формировании наблюдаемых эффектов.



(a) (b)
Рис.1. Спектры катодолуминесценции для необлученного (а) и облученного фрагмента структуры с 5 КЯ (б) для трех разных температур

[1] Vergeles P.S., Shmidt N.M., Yakimov E.E., Yakimov E.B. // Phys. Stat. Sol. C, 2011, 8, №4, 1265
 [2] Shmidt N.M., Vergeles P.S., Yakimov E.E., Yakimov E.B. // Solid State Commun., 2011, 151, 208
 [3] Sieber B. // Phys. Stat. Sol. C, 2007, 4, №4, 1517– 1522

CATHODOLUMINESCENCE SPECTRA OF LIGHT-EMITTING STRUCTURES WITH InGaIn/GaN MULTIPLE QUANTUM WELLS IRRADIATED WITH LOW ENERGY ELECTRON, MEASURED IN THE TEMPERATURE RANGE FROM 90 TO 300 K

P.S. Vergeles, E.B. Yakimov*

Institute of Microelectronics Technology RAS, Institutskaya 6, 142432, Chernogolovka
 phone. +7(49652)44182, e-mail: vergelesp@gmail.com;

Cathodoluminescence spectra of both nonirradiated and irradiated with low energy electron beam light-emitting structures (LEDs) with InGaIn/GaN multiple quantum wells have been measured in the temperature range from 90 K to room temperature. At low temperature the initial and new emission bands are well separated that confirm that a new emission band with energy 2.69 eV appears in addition to initial one (2.6 eV) as a result of irradiation. Increasing intensity of line, which can be associated with Mgis observed that could be explained by the Mg-H pair dissociation under e-beam irradiation.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЧАСТОТНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ЕМКОСТИ И ПРОВОДИМОСТИ ДЛЯ ХАРАКТЕРИЗАЦИИ ПРОЦЕССОВ РЕЛАКСАЦИИ ЗАРЯДА В КВАНТОВЫХ ЯМАХ В СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ СТРУКТУРАХ InGaN/GaN

О.А. Солтанович, Е.Б. Якимов.*

ИПТМ РАН, ул. Акад. Осипьяна 6, 142432, Черноголовка,
тел. +7(49652)44092, e-mail: solt@iptm.ru;

Информация о распределении и процессах релаксации заряда в активной области структуры представляет несомненный интерес при изучении функциональных параметров и причин деградации светоизлучающих диодов InGaN/GaN с множественными квантовыми ямами (МКЯ). Наиболее распространенным методом получения информации о количестве заряда, захваченного в квантовых ямах, о расположении КЯ в структуре и о концентрации легирующей примеси является метод вольт-фарадных характеристик (ВФХ). Недавно было показано [1], что в структурах InGaN/GaN с МКЯ релаксация заряда в КЯ (отклик заряда на тестовый сигнал измерения емкости) может существенно влиять на результаты ВФХ-измерений, в частности, приводить к наблюдаемому на таких структурах [2-4] кажущемуся сдвигу эффективных профилей концентрации по глубине в зависимости от частоты и температуры (рис. 1).

В настоящей работе проведено исследование частотных зависимостей емкости $C(\omega)$ и проводимости $G(\omega)$ в светоизлучающих структурах InGaN/GaN с пятью КЯ в широком диапазоне температур и напряжений смещения, что позволило более детально характеризовать процессы релаксации заряда в КЯ и возможные механизмы их влияния на результаты емкостных измерений.

Исследовались типичные светоизлучающие структуры InGaN/GaN, которые были выращены методом МOCVD на сапфире и включали: 3 мкм слой n-GaN, легированного Si ($\sim 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$); буферный слой около 50 нм, содержащий сверхрешетку GaN/InGaN (In<10%); активный слой с пятью КЯ (3 нм InGaN, In $\sim 20\%$, и 12 нм GaN); и верхний слой p-GaN (~ 0.1 мкм), легированного Mg ($\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$). Контакты к p-области создавались напылением тонких слоев Ni/Au диаметром 330 мкм с последующим вытравливанием вокруг них мезы. Частотные зависимости емкости и проводимости структур исследовались в диапазоне частот 60 Гц – 5 МГц для температур 77 - 300 К и напряжений смещения от +2.4 В прямого смещения до -4 В обратного смещения, что соответствует прохождению границы области пространственного заряда (ОПЗ) от области КЯ до нижней границы буферного слоя (см. рис. 1). Отметим, что проведенный в нашей работе анализ зависимостей $C(\omega)$ и $G(\omega)$ аналогичен используемому в известной методике адмиттансной спектроскопии [5].

На зависимостях $C(\omega)$ было обнаружено две ступеньки (а на зависимостях $G(\omega)/\omega$ - соответственно два пика), смещающиеся по частоте в зависимости от температуры и предположительно связанные с эмиссией носителей из КЯ (рис. 2). Было проведено моделирование зависимостей скорости эмиссии и $C(\omega)$ от температуры для первой ступеньки на кривых $C(\omega)$ (ступенька при частотах $\sim 10^2 - 10^5$ Гц), поскольку только эта ступенька полностью проявляется в рассматриваемом диапазоне частот и температур. Проведенное моделирование дало дополнительные подтверждения, что ступенька связана с эмиссией носителей из КЯ, а также показало, что процессы релаксации заряда в КЯ удовлетворительно описываются двумя эмиссионными процессами, один из которых термоактивационный, а второй имеет степенную зависимость скорости эмиссии от температуры. При этом термоактивационный процесс – это эмиссия носителей из КЯ через барьер, а в качестве второго процесса можно предположить туннелирование из КЯ в объем вдоль протяженных дефектов или туннельный обмен с соседней КЯ.

При исследовании нормированных частотных зависимостей емкости $C(\omega)/C_{LF}$ от напряжения смещения было обнаружено, что относительная амплитуда первой ступеньки практически не зависит от напряжения смещения на структуре (рис.3); здесь $C(\omega)/C_{LF}$ – емкость, нормированная на предельное значение низкочастотной емкости C_{LF} для данного напряжения смещения. Это означает, что эмиссия заряда из КЯ продолжает давать вклад в емкость, даже когда граница ОПЗ находится далеко от области КЯ вблизи нижней границы буферного слоя.

Предложено объяснение наблюдаемых зависимостей [6], состоящее в том, что в типичных светоизлучающих структурах InGaN/GaN с МКЯ одна и несколько КЯ могут оставаться заполненными электронами даже при относительно больших обратных смещениях, приложенных к структуре. При этом заряд, локализованный в КЯ, продолжает откликаться на тестовый сигнал измерения емкости со скоростью, которая описывается двумя вышеупомянутыми эмиссионными процессами, и, соответственно, дает вклад в емкость структуры. Этот вклад в емкость зависит от частоты и температуры и приводит к искажению эффективных профилей распределения заряда, полученных из ВФХ, в частности, к кажущемуся сдвигу профилей концентрации по глубине.

Рис.1. Эффективные профили распределения носителей заряда в структуре InGaN/GaN с 5 КЯ, полученные из ВФХ, измеренных при 77 К и двух разных частотах. Стрелками на каждом профиле показаны точки, соответствующие указанным напряжениям смещения при измерении ВФХ.

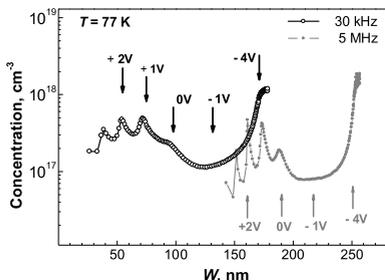


Рис.3. Нормированные частотные зависимости емкости $C(\omega)/C_{LF}$ для разных напряжений смещения на структуре при 77 К.

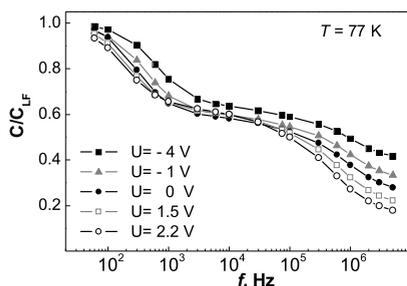
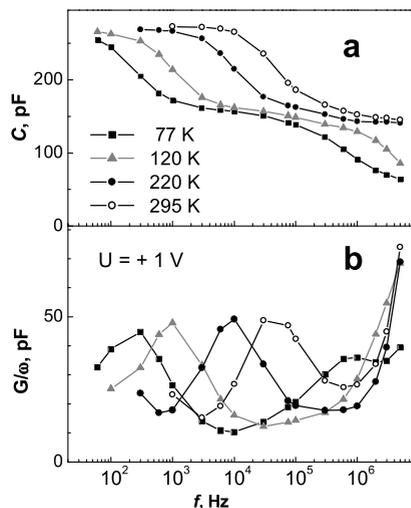


Рис.2. Типичные зависимости $C(\omega)$ (а) и $G(\omega)/\omega$ (b), полученные на структурах InGaN/GaN с 5 КЯ для разных температур. Напряжение смещения на структуре +1 В, по оси абсцисс отложена частота тестового сигнала $f = \omega/2\pi$.



- [1] О.А. Солтанович, Н.М. Шмидт, Е.Б. Якимов. ФТП, **45**, 226 (2011).
- [2] В.Е. Кудряшов, С.С. Мамакин, А.Н. Туркин, А.Э. Юнович et al. ФТП, **35**, 861 (2001).
- [3] О.А. Солтанович, Н.М. Шмидт, Е.Б. Якимов. Abstr. of 31th Workshop on Compound Semicond. Dev. and Integr. Circuits held in Europe (Venice, May 20-23, 2007), Univ. of Padova, p. 25.
- [4] T.-S. Kim, B.-J. Ahn, Y. Dong, K.-N. Park et al., Appl. Phys. Lett., **100**, 071910 (2012).
- [5] D.L. Losee. Appl. Phys. Lett., **21**, 54 (1972).
- [6] О.А. Солтанович, Е.Б. Якимов. Phys. Status Solidi C, **10**, 338 (2013).

STUDY OF CHARGE RELAXATION PROCESSES IN QUANTUM WELLS OF InGaN/GaN MQW LEDs USING FREQUENCY DEPENDENCES OF CAPACITANCE AND CONDUCTANCE

*O.A. Soltanovich**, *E.B. Yakimov*

Institute of Microelectronics Technology RAS, ul. Akad. Osipyana, 6, 142432, Chernogolovka, Russia, phone +7(49652)44092, e-mail: solt@iptm.ru;

Capacitance-frequency and conductance-frequency dependences for InGaN/GaN multiple-quantum-well light-emitting structures grown by MOCVD are investigated at wide ranges of temperature and bias voltage. The charge relaxation in a quantum well is found to be satisfactorily described by two emission processes with different dependences of emission rate on temperature. It is shown that in typical InGaN/GaN light-emitting structures, one or a few quantum wells can be filled with electrons even for the relatively high reverse biases applied to the structure and contribute to the measured capacitance. This allows to explain the observed temperature and frequency dependences of apparent carrier concentration profiles obtained under capacitance—voltage profiling in these structures.

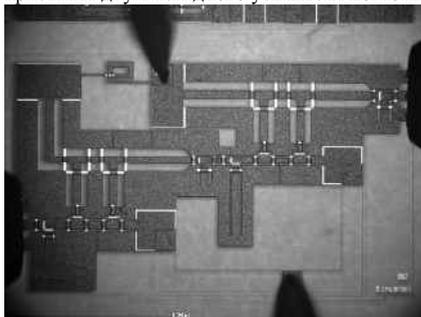
МОНОЛИТНЫЕ УСИЛИТЕЛИ МОЩНОСТИ ДИАПАЗОНА 90 ГГц НА ОСНОВЕ AlGaN/AlN/GaN/SiC HEMT

*Д.Л. Гнатюк**, Р.Р. Галиев, М.Ю. Щербакова, А.Ю. Павлов, С.В. Михайлович, Ю.В. Федоров
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт СВЧ полупроводниковой
электроники РАН, Нагорный пр. д.7, корп.8/0, 117105, г.Москва,
тел. +7(495)123-44-64, e-mail: dgnatyuk@yandex.ru

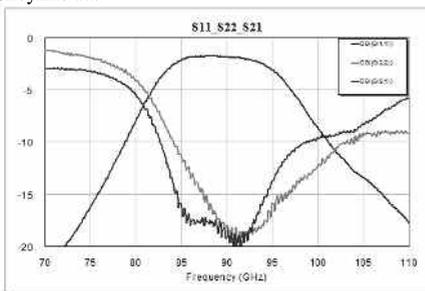
В настоящей работе представлены результаты разработки, изготовления и предварительных исследований монокристаллических интегральных схем усилителей мощности диапазона 90 ГГц на гетероструктурах AlGaN/AlN/GaN/SiC. Данная работа выполнена впервые в России в Институте СВЧ полупроводниковой электроники РАН. Исследования малосигнальных S-параметров изготовленных усилителей, а также ряда пассивных тестовых структур в диапазоне до 110 ГГц были выполнены на оборудовании ФГУП "НПП "Исток".

За основу расчетов усилителя мощности были взяты транзисторы, измеренные в диапазоне до 67 ГГц. Они имеют величины предельных частот усиления по току (F_t) и напряжению (F_{max}) соответственно 76 ГГц и 170 ГГц. На основе данных результатов была построена нелинейная модель транзистора и экстраполирована до 110 ГГц для использования в расчетах.

Разработанные двух - и трехкаскадные усилители имели расчетные коэффициенты усиления на частоте 90 ГГц соответственно 11 дБ и 15 дБ. Расчетная линейная выходная мощность в обоих усилителях достигала 26 дБм. Усилители были изготовлены в ИСВЧПЭ РАН на гетероструктурах V-1400, выращенных в ЗАО "Элма-Малахит". Фотография изготовленного кристалла двухкаскадного усилителя показана на рисунке 1а.



(a)



(b)

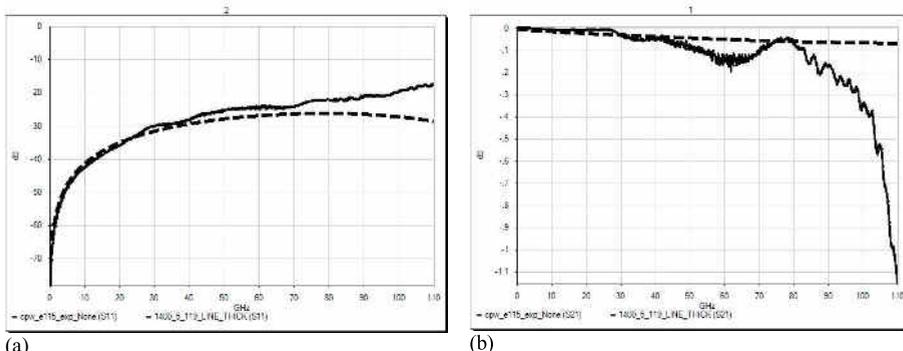
Рис.1. Фотографии кристалла (a) и результаты измерения (b) двухкаскадного усилителя.

Предварительные результаты измерения СВЧ параметров двухкаскадного усилителя в диапазоне 70 - 110 ГГц при напряжении питания 15 В показаны на рисунке 1б. Как видно, рабочие характеристики усилителя находятся в пределах заданного частотного диапазона. В полосе 85 - 95 ГГц величины S11 и S22 не превышают -10 дБ (КСВ по входу и выходу менее 2). Характеристика коэффициента передачи имеет высокую равномерность в рабочей полосе частот. Однако усилители не удалось вывести в оптимальную рабочую точку из-за возбуждения. Максимальная достигнутая величина S21 составила -1,8 дБ при расчетном значении 11 дБ. По-видимому, это является следствием использования при измерениях одинарных зондов питания, не имеющих иголок заземления.

Для выяснения возможных причин недостаточно высокого коэффициента усиления были дополнительно измерены S-параметры тестовых транзисторов и пассивных элементов. К сожалению, ввиду отсутствия необходимых комплектующих на данном этапе не удалось провести исследование тестовых транзисторов в диапазоне до 110 ГГц. Измерения были проведены лишь до 67 ГГц. Было установлено, что величины F_t и F_{max} тестовых транзисторов соответствуют характеристикам транзисторов, использованных при расчетах. Тем не менее, точное поведение транзисторов на частоте свыше 67 ГГц остается неизвестным, ввиду чего невозможно сделать вывод о корректности использованной нелинейной модели транзистора на рабочих частотах усилителя.

Кроме того, результаты измерения пассивных структур показали, что на частотах свыше 70 - 80 ГГц наблюдается резкий рост величины потерь в отрезках копланарной линии длиной 200 мкм, никак не отраженный в расчетной модели (рисунок 2). Разница между результатами на частоте

90 ГГц составляет 0,15 дБ, и резко возрастает до величины 1 дБ на частоте 110 ГГц. Таким образом, необходимо провести уточнение используемых моделей пассивных элементов для повышения точности расчетов на частотах свыше 80 ГГц.



(a) (b)
Рис.2. Сравнение результатов расчета (пунктир) и измерения параметров S11 (a) и S22 (b) тестовой структуры.

Полученные результаты являются предварительными и требуют проведения дополнительных исследований, которые будут представлены в докладе.

90 GHz PA MMICs ON AlGaN/AlN/GaN/SiC HEMTs

D.L. Gnatyuk*, R.R. Galiev, M.Yu. Scherbakova, A.Yu. Pavlov, S.V. Mikhaylovich, Yu.V. Fedorov
Institute of ultra-high frequency semiconductor electronics of RAS, 117105, Moscow,
Nagorny prd. d.7 korp. 8/0, Tel. +7(495)123-44-64, e-mail: isvch@isvch.ru

Results of development, manufacture and preliminary measurements of first in Russia 90 GHz PA MMICs are presented.

МИС ПРИЕМОПЕРЕДАЮЩЕГО МОДУЛЯ ДЛЯ ДИАПАЗОНА 57-64 ГГц

О.С. Матвеевко, Д.Л. Гнатюк, П.П. Мальцев, Д.В. Крапущин, Ю.В. Федоров*

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт СВЧ полупроводниковой электроники РАН, Нагорный пр. д.7, стр. 5, г. Москва, тел. +7(495)123-44-64, e-mail: iuhfseras2010@yandex.ru;

Освоение диапазона 60 ГГц в настоящее время стимулируется прежде всего коммерческими потребностями производителей компьютерной и бытовой электронной техники, а также потребностями в системах ограничения доступа и охранных системах [1]. Важным техническим преимуществом данного диапазона является возможность интеграции антенн в систему на кристалле, реализующую устройство в целом. Использование диапазона 60 ГГц в сетях передачи данных позволяет создавать не взаимодействующие друг с другом сети, т. к. из-за высокого поглощения радиоволн данного диапазона в атмосфере обеспечивается скрытность каналов связи.

В ИСВЧПЭ РАН ведутся работы по созданию приемопередающего модуля для диапазона 57-64 ГГц на основе гетероструктур AlGaIn/GaN на сапфировых подложках. Блок-схема приемопередающего СВЧ модуля представлена на рис. 1. МИС включает две антенны (приемную и передающую), ГУН, усилители: мощности (УМ) и маломощный (МШУ) и миксер с выходом ПЧ. На данный момент спроектированы усилители УМ и МШУ с интегрированной антенной (рис. 2).

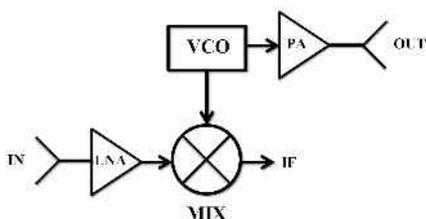


Рис.1. Блок-схема приемопередающего модуля

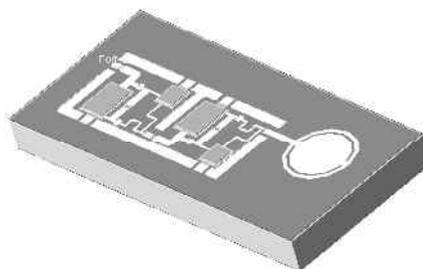


Рис.2. Топология усилителя мощности с интегрированной антенной на выходе

За основу схем усилителей (МШУ и УМ) решено было взять схему двухкаскадного усилителя с общим истоком без обратной связи. Для достижения коэффициента усиления 16 дБ два двухкаскадных усилителя были включены последовательно. Размеры топологии модуля в составе усилителя и антенна составляют $1.1 \times 3.1 \text{ мм}^2$. Антенна выполнена в виде монополя сложной формы. Диаметр антенного элемента $\sim 0,72 \text{ мм}$. Полоса пропускания антенного элемента: 56.2-69.4 ГГц по уровню -10 дБ, диаграмма направленности – кардиоидная (рис. 3). Коэффициент усиления усилителя (МШУ и УМ) 16-21 дБ, КСВ по входу и выходу < 2 в диапазоне 57-64 ГГц (рис. 4). Коэффициент шума МШУ $< 5 \text{ дБ}$, мощность УМ $> 100 \text{ мВт}$.

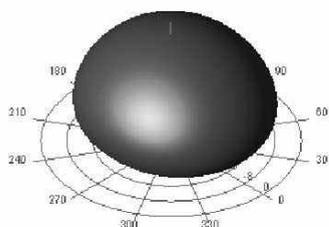


Рис.3. Диаграмма направленности антенного элемента

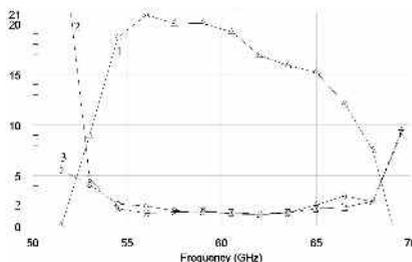


Рис.4. Зависимость коэффициента усиления (1) в дБ и КСВ по входу (2) и выходу (3) МШУ от частоты в ГГц

На рисунке 5 представлена топология ГУН с выходным однокаскадным буферным усилителем. Размеры топологии: $1 \times 2 \text{ мм}^2$. Выходная мощность ГУН $\sim 19.2 \text{ дБм}$. Зависимость частоты генерации ГУН от управляющего напряжения изображена на рисунке 6. Крутизна управления $\sim 200 \text{ МГц/В}$.

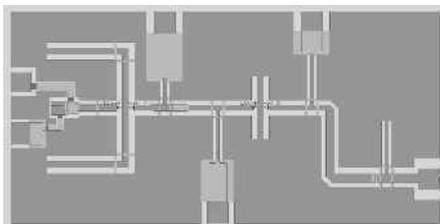


Рис.5. Топология ГУН с буферным усилителем

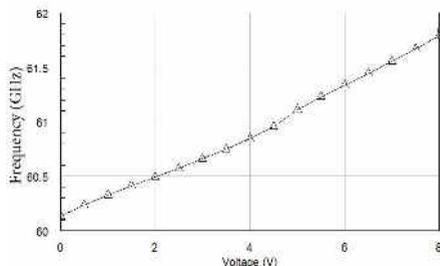


Рис.6. Зависимость частоты генерации ГУН от управляющего напряжения

Расчеты производились путем электродинамического моделирования по топологическим проектам в САПР ADS.

На основе гетероструктур AlGaIn/GaN возможно создание полностью интегрированного приемопередающего модуля для диапазона 57-64 ГГц для систем ближней связи.

[1] Майская В. Компоненты беспроводной связи – миллиметровая волна// Электроника наука, технология, бизнес. 2011, №6.

TRANSCEIVER MMIC FOR THE 57-64 GHz BAND

O.S. Matveenko, D.L. Gnatyuk, P.P. Maltsev, D.V. Krapuhin, Y.V. Fedorov*

Institute of Ultra-High Frequency Semiconductor Electronics of RAS, Moscow, Nagorny prd. d.7 str.5

Tel. +7(495)123-44-64, e-mail: iuhferas2010@yandex.ru

Nowadays IUHFSE of RAS is involved in development of transceiver MMIC for the 57-64 GHz band. Block diagram of transceiver consist of two antennas (receiving and transmitting), VCO, two amplifiers (PA and LNA) and Mixer (Fig.1). Antenna is implemented as a complex shape of the monopole. The amplifier circuit consists of four stages with common source transistors. It is common for the power amplifier and low noise amplifier. AlGaIn / GaN heterostructure on Al_2O_3 substrate are selected for the manufacture of transceiver MMIC. Layout of amplifier with integrated antenna dimensions are $1.1 \times 3.1 \text{ мм}^2$ (Fig.2).

Frequency band of antenna is 58-63 GHz with return loss better than -10 dB. Calculated characteristics of amplifier: gain is more than 16 dB in 57-64 GHz band, the noise figure of the LNA is less than 5 dB; output power of PA exceeds 100 mW; input and output SWR of amplifiers are better than 2 (Fig. 3, 4).

VCO dimensions are $1 \times 2 \text{ мм}^2$ (Fig.5). Fig. 6 shows the frequency of the VCO versus a tuning voltage. VCO sensitivity is $\sim 200 \text{ MHz/V}$.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ШУМА AlGaN/GaN НЕМТ В Ка-ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ ОТ ТОЛЩИНЫ БАРЬЕРА AlGaN

С.В. Михайлович, О.С. Матвеевко, Ю.В. Федоров*

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт СВЧ полупроводниковой электроники РАН, Нагорный пр. д.7, стр.5, г. Москва, тел. (499)123-44-64, e-mail: isvch@isvch.ru;

Преимущества применения НЕМТ на широкозонных гетероструктурах AlGaN/GaN в усилителях мощности СВЧ и КВЧ диапазонов в настоящее время не вызывает сомнений, в то же время их шумовые параметры еще мало изучены, особенно на частотах выше 30 ГГц.

В данной работе произведено комплексное исследование шумовых параметров НЕМТ, изготовленных на различных типах гетероструктур на подложках из сапфира и SiC (ЗАО "Элма-Малахит"), с целью установления их корреляции с параметрами гетероструктур и длиной затворов транзисторов. Для этого на основе результатов измеренных частотных зависимостей S-параметров (0,01-67 ГГц) и коэффициента шума (Кш) (0,01-26,5 ГГц) строились линейные шумовые модели Пospешальского в среде MicroWave Office. При построении моделей НЕМТ на AlGaN/GaN использовалась разработанная ранее методика создания аналогичных моделей для рНЕМТ и мНЕМТ на подложках GaAs [1].

В качестве отправной точки была использована работа [2], где авторы выявили эмпирическую зависимость между предельной частотой усиления по току F_t длиной затвора L_g и толщиной барьера t_b для НЕМТ на гетероструктуре AlGaN/GaN. Там же была построена зависимость сопротивления сток-исток R_{ds} от аспектного отношения (отношения длины затвора L_g к толщине барьера t_b). Путем подстановки этих закономерностей в формулу Пospешальского для минимальной шумовой температуры T_{min} [3], нами была выявлена и проанализирована связь $K_{ш} = 10 \cdot \text{Log}(1 + T_{min}/T_0)$ с толщиной барьера гетероструктуры и аспектным отношением L_g/t_b на частоте 35 ГГц, показанная на рисунке 1. Видно, что с уменьшением толщины барьера t_b минимальный коэффициент шума $K_{ш}$ снижается, в то же время его зависимость от аспектного отношения L_g/t_b носит немонотонный характер - наблюдается пологий максимум в области $L_g/t_b = 8-10$ для всех значений t_b . По-видимому, это объясняется конкуренцией F_t и R_{ds} , поскольку они входят в знаменатель формулы Пospешальского в виде произведения $F_t \cdot R_{ds}^{0.5}$: при увеличении L_g частота отсечки F_t падает, а R_{ds} - растет,

Более явно зависимость $K_{ш}$ от толщины барьера t_b видна на рисунке 2, где построены расчетные зависимости $K_{ш}$ от обратной величины $F_t \cdot R_{ds}^{0.5}$. Удивительно, что расчетные величины $K_{ш}$ в диапазоне $L_g = 0,05-0,5$ мкм для трех значений толщин барьерного слоя AlGaN ($t_b = 10, 20$ и 30 нм) лежат на одной прямой в соответствующих неперекрывающихся областях, проходящей через начало координат, причем меньшим величинам t_b однозначно соответствуют меньшие величины $K_{ш}$.

Физический смысл данного результата пока непонятен, но он хорошо коррелирует с экспериментальными измерениями $K_{ш}$ (точки на рисунке 2), полученными для изготовленных нами НЕМТ на различных гетероструктурах AlGaN/GaN независимо от типа подложек (сапфир или SiC) с толщинами барьеров 15,3, 18 и 33 нм. Там же для сравнения приведены соответствующие точки для рНЕМТ и мНЕМТ на подложках GaAs. Видно, что измеренные значения минимального $K_{ш}$ для НЕМТ на AlGaN/GaN с толщиной барьера 15,3 нм на частоте 35 ГГц даже меньше, чем минимальный $K_{ш}$ для рНЕМТ на GaAs.

На основании полученных результатов можно ожидать, что уменьшение толщины барьера AlGaN гетероструктуры AlGaN/GaN до 10 нм или менее позволит получить минимальный коэффициент шума НЕМТ на AlGaN/GaN ниже уровня мНЕМТ на GaAs в КВЧ-диапазоне. Это еще больше укрепляет нашу уверенность в возможности полной замены арсенидных гетероструктур нитридными во всех прикладных задачах по крайней мере до 100 ГГц включительно.

[1] С.В. Михайлович, Ю.В. Федоров и др. Доклады ТУСУРа, **24**, 31 (2011).

[2] Jessen et al. IEEE Trans. Electron Devices, **54**, 2589 (2007).

[3] M.W. Pospieszalski. IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech., **37**, 1340 (1989).

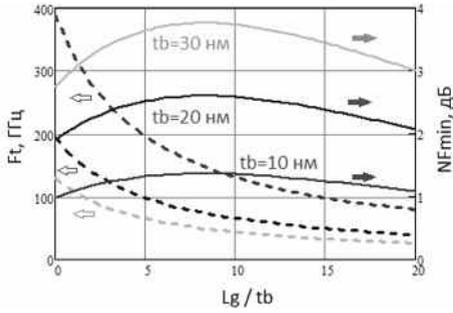


Рисунок 1. – Расчётные зависимости Ft и минимального Кш от аспектного отношения.

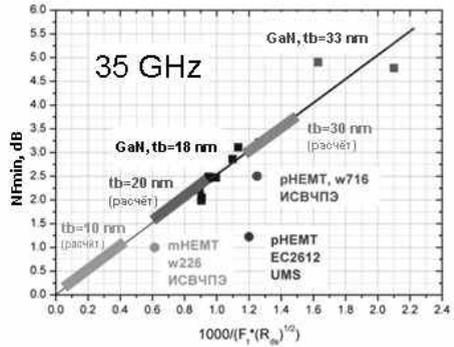


Рисунок 2. – Зависимость минимального Кш от обратной величины произведения $Ft \cdot R_{ds}^{1/2}$.

STUDY OF THE DEPENDENCE OF THE AlGaN/GaN HEMT NOISE FACTOR IN Ka-BAND ON THE THICKNESS OF THE AlGaN BARRIER

*S.V. Mikhaylovich**, *O.S. Matveenko*, *Yu.V. Fedorov*

Institute of ultra-high frequency semiconductor electronics of RAS, Moscow, Nagorny prd. d.7 korp. 5
Tel. (499)123-44-64, e-mail: isvch@isvch.ru

Linear noise models of AlGaN/GaN HEMTs are made and used for analysis. Tendency of decreasing of minimum noise figure with decreasing of AlGaN barrier layer is revealed. It is experimentally showed that NFmin of AlGaN/GaN HEMTs with 15.3 nm barrier is lower then NFmin of GaAs pHEMTs.

ВЛИЯНИЕ РЕЖИМОВ ОСАЖДЕНИЯ СЛОЕВ Si₃N₄ НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ГЕТЕРОСТРУКТУР AlGaIn/GaN

*Д.Ю. Протасов**, *Т.В. Малин*, *В.Г. Мансуров*, *С.Ф. Девятова*, *А.Е. Настовьяк*, *А.П. Ковчавцев* и *К.С. Журавлев*

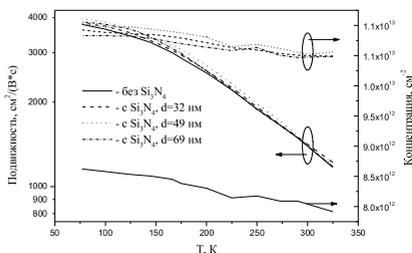
ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, 633090, Новосибирск,
тел. +7(383)33319544, e-mail: protasov@isp.nsc.ru;

Для пассивации поверхности гетероструктур AlGaIn/GaN широко применяются слои нитрида кремния, что позволяет улучшить свойства мощных высокочастотных транзисторов. Известно, что при пассивации поверхности гетероструктур AlGaIn/GaN слоем Si₃N₄ изменяется концентрация (n_s) двумерного электронного газа (ДЭГ) [1]. Для объяснения изменения n_s привлекаются две модели: в первой изменения n_s связывают с механическими напряжениями в слое AlGaIn, возникающими при нанесении напряженного слоя диэлектрика, которые приводят к изменению пьезоэлектрического заряда на гетерогранице и, следовательно, к изменению концентрации [2]; во второй модели концентрация электронов в квантовой яме увеличивается для компенсации встроенного положительного заряда в слое диэлектрика [1,3]. Изменение подвижности μ ДЭГ при этом изучено слабо.

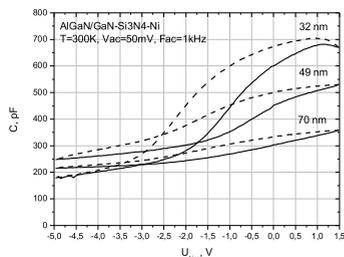
В предлагаемой работе исследовано изменение механизмов рассеяния и концентрации в нелегированных и легированных гетероструктурах AlGaIn/GaN с ДЭГ при пассивации слоем Si₃N₄. Пленки нитрида кремния SiN_x:H синтезировали по методу PECVD в реакторе планарного типа, изготовленном из нержавеющей стали, с емкостным возбуждением ВЧ - разряда на частоте поля 13.56 МГц [4]. В качестве исходных реагентов использовались аммиак и смесь, содержащая 5% моносилана в аргоне. Пленки осаждали при температурах 150°C, отношении потоков NH₃/SiH₄, равном 4, давлении в реакторе от 0.35 до 0.6 Торр и плотности мощности, рассеиваемой на электроде, от 0.05 до 0.4 Вт/см². Показатель преломления и толщину слоев определяли с использованием лазерного эллипсометра ЛЭФ 3М с длиной волны 632.8 нм.

Исследования были проведены на гетероструктурах AlGaIn/GaN с Ga-поляризованностью, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках из сапфира с-ориентации. Температурные зависимости подвижности и концентрации электронов в диапазоне 77÷300 К определялись по измерениям эффекта Холла на классических холловских структурах при фиксированном значении индукции магнитного поля B=0.5 Тл. Меза-структуры высотой 80 нм были получены сухим травлением в плазме BCl₃. Омические контакты изготавливались вжиганием напыленных слоев Ti/Au при 600°C в течении 30 с.

Обнаружено, что при параметрах роста диэлектрического слоя, при котором в нем наблюдаются сжимающие механические напряжения (T=150°C, P=0.4 Торр, w=0.4 Вт/см²), в нелегированных гетероструктурах ДЭГ полностью исчезает, что проявляется резким (в несколько раз) снижением концентрации и подвижности. При параметрах роста Si₃N₄, которые соответствуют растягивающим механическим напряжениям в нем, концентрация ДЭГ в таких образцах увеличивается на 10÷30% (см. рис. 1а). Однако от толщины диэлектрика при данных параметрах роста концентрация не зависит, что свидетельствует в пользу второй модели изменения концентрации при данных параметрах осаждения слоев.



(а)



(б)

Рисунок 1. а) Температурные зависимости подвижности и концентрации; б) Вольт-фарадные характеристики.

Для оценки величины встроенного заряда на МДП структурах были измерены вольт-фарадные характеристики, приведенные на рис. 1б. Предварительный анализ этих характеристик показывает, что величина встроенного заряда, связанного как с дефектами в диэлектрике, так и поверхностными состояниями, на всех трех зависимостях примерно одинакова. Это согласуется с одинаковой концентрацией ДЭГ после нанесения диэлектрика. Механизмы рассеяния носителей заряда определены из анализа температурных зависимостей подвижности [5].
Работа частично поддержана РФФИ (грант 13-02-00985, 12-02-00930 и 12-02-00453).

- [1] M. Higashiwaki, N. Onojima, and T. Matsui, J. Appl. Phys., **100**, 033714 (2006)
- [2] C.M. Jeon and J.L. Lee, Appl. Phys. Lett., **86**, 172101 (2005)
- [3] J.R. Shealy, T.R. Prunty, E.M. Chumbes et al, J. Cryst. Growth, **250**, 7 (2003)
- [4] О.И.Семенова, С.Ф.Девятова. Неорганические материалы, №7, 14 (2012).
- [5] Д.Ю. Протасов, Т.В. Малин, А.В. Тихонов и др., ФТП, **47**(1), 36 (2013)

THE INFLUENCE OF Si₃N₄ GROWTH CONDITIONS ON ELECTROPHYSICAL PARAMETERS OF AlGaN/Ga HETEROSTRUCTURES

D.Yu.Protasov, T.V.Malin, V.G.Mansurov, S.F.Devyatova, A.E.Nastovyak, A.P.Kovchaycev and K.S.Zhuravlev*

Rzhanov Institute of Semiconductors Physics, pr. Lavrentieva, 13, 630090, Novosibirsk,
phone. +7(383)33319544, e-mail: protasov@isp.nsc.ru;

It was shown that the after Si₃N₄ layers deposition on the surface of undoped AlGaN/GaN heterostructures their conductivity can lead both to decrease, and to increase in conductivity of DEG depending from parameters of deposition. If in a dielectric layer the compressive strain is created, DEG completely disappears. If in dielectric the tensile strain is created, concentration increases in undoped heterostructures for 10-30% at unchanged mobility. However DEG concentration doesn't depend on the dielectric thickness. Therefore at these parameters of layers deposition the concentration of electrons in a quantum hole increases due to compensation of the built-in positive charge in a dielectric layer.

МОНОЛИТНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ С ВЫХОДНОЙ МОЩНОСТЬЮ ДО 10 Вт ДИАПАЗОНА ЧАСТОТ 0,8-2 ГГц НА GaN НЕМТ ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ

*А.В. Зуев**, *Д.Л. Гнатюк*, *Р.Р. Галиев*, *М.Ю. Щербакова*, *А.Ю. Павлов*, *Ю.В. Федоров*

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт СВЧ полупроводниковой электроники РАН, Нагорный пр. д.7, строение 5, 117105, г.Москва,
тел. +7(499)123-44-64, e-mail: iuhfseras2010@yandex.ru

На сегодняшний день огромное количество приемо-передающих устройств использует в своем составе усилители мощности L-диапазона частот. Однако высокие мощностные параметры таких усилителей достигаются исключительно при их гибридном исполнении с использованием внешних цепей сложения мощности и согласования ввиду их больших размеров. Создание полностью монокристаллических интегральных схем (МИС) УМ L-диапазона на GaN представляет значительные трудности, поэтому достигнутые выходные мощности МИС УМ не превышают 12 Вт в режиме насыщения [1], в то время, как с увеличением рабочих частот достигнутые выходные мощности МИС УМ увеличиваются, так в S-, C- и X-диапазонах получены 25, 40 и 58 Вт соответственно [2, 3].

Целью выполнения настоящей работы является создание отечественной технологии проектирования и изготовления МИС УМ L-диапазона (0,8 – 2 ГГц) с линейной выходной мощностью до 10 Вт. В работе были использованы отечественные гетероструктуры AlGaIn/GaN/SiC V-1653(1) и V-1653(2), производства ЗАО «Элма-Малахит».

В конструкции усилителя применена двухкаскадная схема (рисунок 1). Для обеспечения необходимой выходной мощности во втором каскаде применены транзисторы с периферией до 2мм. Конструкция усилителя исключает применение воздушных мостов и сквозных отверстий (рисунок 2). Размер кристалла составил 3,0x2,0 мм².

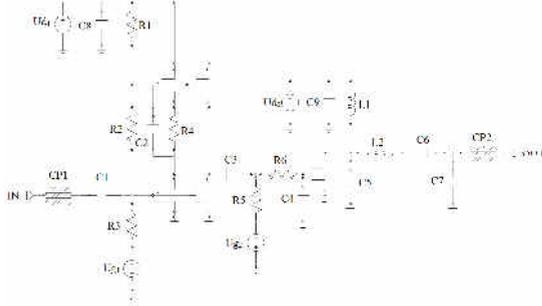


Рис. 1 – Структурная схема УМ.

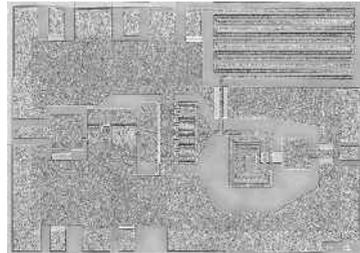


Рис.2 – Внешний вид кристалла УМ.

При разработке усилителя применялась нелинейная модель транзистора созданная на основе предварительных исследований. Результаты электродинамического расчета СВЧ характеристик схемы показаны на рисунке 3. В диапазоне 0.8 -2 ГГц усилитель имеет усиление 40 – 41 дБ, хорошее согласование по входу и выходу.

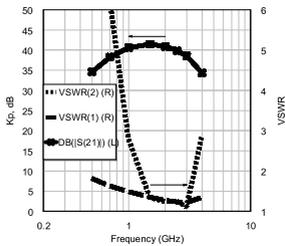


Рис. 3 – Расчетная частотная зависимость S21 и KCBH по входу и выходу.

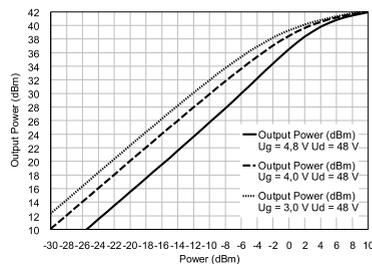


Рис. 4 – Расчет уровня выходной мощности усилителя на частоте 1,5 ГГц при напряжении на стоке 48В, смещения на затворе выходного транзистора 3,0, 4,0, 4,8 В.

На рисунке 4 приведены графики расчета уровня выходной мощности усилителя на частоте 1,5ГГц при разном смещении на затворе при напряжении питания 48В. Как видно, усилитель должен обеспечить заданную выходную мощность в линейном режиме.

На рисунке 5 приведены результаты предварительных измерений СВЧ характеристик усилителей, изготовленных на гетероструктурах AlGaIn/GaN/SiC V-1653(1) и V-1653(2). Пластины отличались длиной затворов выходных транзисторов. Предельная частота усиления по току (f_T) этих транзисторов составляла 15 и 10 ГГц соответственно. Маломощные транзисторы входного каскада имели f_T от 32 до 40ГГц.

Измерения проводились с помощью зондов на неутоненной пластине без теплоотвода. Для предотвращения выхода усилителей из строя напряжение питания выходного каскада устанавливалось не более 4 В при расчетном 30-50В, поэтому коэффициент передачи S21 меньше расчетного (рисунок 5). В тоже время КСВН по входу и выходу хорошо согласуется с расчетами.

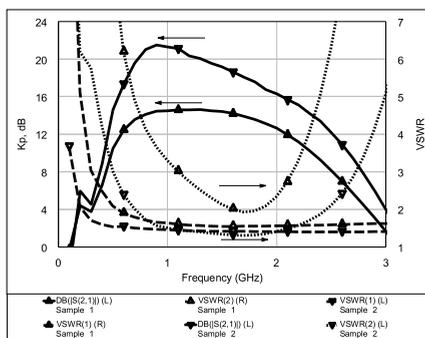


Рис. 5 – Измеренные данные коэффициента передачи S21, а также КСВН по входу и выходу усилителей мощности с различных пластин.

Как видно из результатов измерений для более равномерной характеристики S21 необходимо использовать транзисторы с f_T не менее 15 ГГц в выходном каскаде. Результаты измерения мощности изготовленных МИС УМ будут представлены в докладе.

- [1] Bahl I. J. 0.7–2.7-GHz 12-W Power-Amplifier MMIC Developed Using MLP Technology // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 2007, V. 55, N 2, P. 222-229.
- [2] J.W. Milligan, S. Sheppard, W. Pribble, A. Ward, S. Wood -SiC and GaN Wide Bandgap Technology Commercial Status. // CS MANTECH Conference, April 14-17, 2008, Chicago, Illinois, USA.
- [3] S. Piotrowicz, I. E. Morvan, R. Aubry et al. - State of the Art 58W, 38% PAE X-Band AlGaIn/GaN HEMTs microstrip MMIC Amplifiers // In proceeding of: Compound Semiconductor Integrated Circuits Symposium, 2008. CSIC '08. IEEE.

GaN HEMT 10W L-BAND POWER AMPLIFIER MMIC

A.V. Zuev, D.L. Gnatyuk, R.R. Galiev, M.Yu Scherbakova, A.Yu. Pavlov, Yu.V. Fedorov.*

Institute of ultra-high frequency semiconductor electronics of RAS, Moscow, Nagorny prd. d.7 korp. 7, 117105, Tel. +7(495)123-44-64, e-mail: iuhfseras2010@yandex.ru

10W L-band MMIC PA development results are presented. 2-stage MMIC PA has calculated gain as high as 40-41 dB and good input and output matching. Output power of at least 40 dBm at 1.5 GHz is reached at 48V drain bias. Chip size is 3.0x2.0 mm². The samples are currently under tests.

ЧАСТОТНЫЕ C-V-ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЕТЕРОСТРУКТУР AlGaIn/GaN

К. Л. Енишерлова, В. Г. Горячев, С. А. Капилин*

Федеральное Унитарное Государственное Предприятие «Научно-производственное предприятие «Пульсар» 105187 Москва, Окружной проезд 27, 8(495) 366-54-00, e-mail: Enisherlova@pulsarppp.ru

Проводилось исследование емкостных параметров в широком диапазоне частот гетероструктур AlGaIn/GaN с разным расположением эпитаксиальных слоев относительно друг друга, разной толщиной и разной степенью легирования слоев. Все структуры, выращивались МOCVD методом, в качестве подложек использовались как сапфировые, так и подложки карбида кремния, причем одна из этих структур имела проводящую подложку из SiC ($\rho = 0.1$ Омсм). В качестве буферного слоя у всех структур выступал слой GaN толщиной 1.5-3 мкм; толщина барьерного слоя AlGaIn составляла 25-30 нм, причем имелись структуры с нелегированным слоем AlGaIn. Основная масса структур на сапфире имели: спейсер толщиной 2.5-5.0 нм, слой AlGaIn толщиной 15-25 нм с уровнем легирования кремнием 1.10^{18} - $1.5.10^{19}$ см⁻³ и верхний нелегированный слой AlGaIn толщиной 2-5 нм. Кроме того, у нескольких структур в качестве верхнего слоя использовался слой нелегированного i-GaN толщиной от 2.5 до 5 нм. Измерения вольт-фарадных характеристик проводились на установке CSM/WIN System в диапазоне частот от 200 Гц до 1 МГц с помощью ртутного зонда, причем основные измерения проводились с расположением второго электрода в виде ртутного кольца на поверхности образцов, при этом площадь контакта 2-го электрода значительно превышала площадь ртутного зонда (в 38 раз). Кроме того, на гетероструктуре с проводящей подложкой дополнительно проводились емкостные измерения со вторым контактом к обратной стороне подложки SiC.

Экспериментальные результаты. Для C-V- характеристик большинства гетероструктур, снятых при расположении 2-х ртутных электродов на поверхности образца, характерно наличие при отрицательных смещениях участка с практически неменяющейся емкостью ($\Delta C \leq 4$ %). Наиболее ярко выраженная «полка» постоянной емкости характерна для низких частотах (1-10 кГц) (рис.1). Оценка слоевой концентрации электронов N_s в канале рассчитывалась из учета величины емкости и интервала напряжения на участке «полки». Полученные значения концентрации сопоставлялись со значениями концентрации электронов, полученными при проведении холловских измерений образцов. Анализ частотных зависимостей емкости показал, что у большинства структур наблюдалась дисперсия емкости при высоких и низких частотах (рис.1). Зависимости измеряемого сопротивления R_s от смещения, как правило, имели характерный вид с пиком на участке перехода от обеднения к обогащению, величина пика зависела от частоты (рис.1a). Исходя из предположения, что причиной наблюдаемой дисперсии является наличие глубоких центров на границе раздела или в буферном слое, для ряда структур были рассчитаны величины плотности энергетических уровней ловушек D и временная постоянная ловушек T . Полученные данные согласуются с результатами некоторых работ, где методами спектроскопии глубоких уровней были определены плотности центров с глубокими уровнями в аналогичных гетероструктурах. Это позволяет предположить правомочность объяснения наблюдаемой дисперсии емкостных параметров работой ловушечного механизма. Для C-V- характеристик гетероструктур, сформированных на подложках из карбида кремния в отличие от сапфировых подложек, характерно наличие двух ступеней – резкое возрастание на всех частотах величины емкости при положительном смещении и появление на емкостной кривой второй полоской площадки при смещении 0,5 - 2В.

Некоторые аномалии наблюдались при исследовании емкостных частотных зависимостей структур с верхним нелегированным слоем i-GaN. Если для структур со слоем GaN толщиной 25 А характер C-V-кривых практически не отличался от C-V- кривых структур с верхним слоем i-AlGaIn, то для структур с толщиной слоя i-GaN 50 А при измерении на низких частотах (200 кГц и ниже) на C-V- кривых появлялся характерный пик в области перехода от обеднения к обогащению, причем величина этого пика возрастала с понижением частоты измерений (рис.2). При уменьшении величины смещения наблюдалось резкое падение емкости и при нулевом смещении величина емкости уже совпадала с величиной C_{max} , характерной для аналогичных структур со слоем i-AlGaIn (рис.2). У этих структур так же резко возрастала величина сопротивления в режиме обеднения R_s . Появление пика емкости на низких частотах у таких структур, на наш взгляд, связано с возникновением дополнительных напряжений в слое AlGaIn при эпитаксиальном росте верхнего слоя GaN. Релаксация этих напряжений может приводить к возникновению дополнительного вертикального поляризованного электрического поля, т.е. можно предположить работу релаксационной модели пьезоэлектрических напряжений. Появление характерного пика на низких частотах, на наш взгляд, может

объясняться большой величиной постоянной времени релаксации напряжений в анализируемых материалах. Вид C-V-характеристик у таких структур может быть так же связан с возникновением дополнительного канала 2-х мерного электронного газа на границе барьерного слоя AlGaIn и верхнего слоя GaN, однако это не объясняет наблюдаемую частотную зависимость величины характерного пика на C-V-кривых.

При сопоставлении двух схем измерения одной и той же гетероструктуры с проводящей подложкой из карбида кремния были получены следующие результаты. При измерении с расположением ртутных электродов на поверхности барьерного слоя AlGaIn, отличительной особенностью C-V- кривых являлось только наличие постоянной при всех частотах минимальной емкости $C_{мин}$, в сильном обеднении, причем величина этой емкости практически была близка к расчетной емкости барьерного слоя GaN ($C_{мин} = 16-17$ пФ). При измерении с наложением поперечного электрического поля (второй металлический контакт к обратной стороне подложки) уже при высокочастотных измерениях (1 МГц) наблюдались сильнейшая модуляция емкости в области обогащения и сдвиг кривых в сторону положительных значений напряжения смещения. Аналогичное появление области модуляции емкости таких же структур при положительном напряжении наблюдалось в ряде работ при измерении по аналогичной схеме, где это связывалось с особенностями формирования области пространственного заряда в буферном слое легированного AlGaIn.

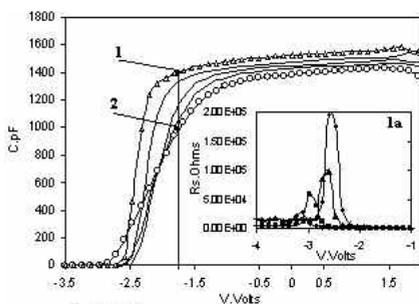


Рис.1. C-V характеристики структуры с верхним слоем i-AlGaIn(20A) от 1 - 10КГц до 2 - 1МГц. Вставка 1а - $R_s = dC/dV$ см) - кривые при разных частотах.

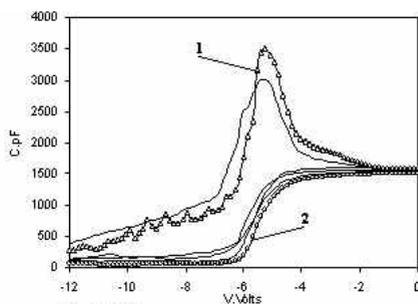


Рис.2. C-V характеристики для структуры с верхним i-GaN слоем (50A) при f от 1 - 10КГц до 2 - 500КГц.

THE FREQUENCY C-V CHARACTERISTICS OF ALGaN/GaN HETEROSTRUCTURES

K.L.Enisherlova^{}, V.G. Goriachev, S.A. Kapilin*

FSUE "S&PE "Pulsar", Moscow, Okruchnoi proezd 27, 8(495) 366 54 00,

e-mail :Enisherlova @ pulsar.npp.ru

In this paper the capacitance –voltage measurements of AlGaIn/GaN heterostructures were carried out in wide frequencies range (from 500 Hz to 1 MHz.). All heterstructures were grown by MOCVD method on α -Al₂O₃ or SiC substrates. The epi- structure consists of 1.5-3 μ m i-GaN buffer layer and 20 nm undoped or dopped barrier layer and 2-3 nm i-AlGAN or 2-5 nm cap layer. The C-V- curves of majority analyzed structures have the part of curve with practically constant capacitance at negative bias (Fig.1). The sheet electron concentration in canal (n_s) was evaluated from capacitance and bias magnitudes on this part of curve. The observed frequency-dependent capacitance dispersion was explained by work function of deep level traps. The specific frequency-dependent capacitance dispersion was explained by work function of deep level traps. The specific frequency-dependent capacitance dispersion was explained by work function of deep level traps. The specific frequency-dependent capacitance dispersion was explained by work function of deep level traps. The peak value increased with decrease frequencies. The appearance of peak at low frequencies was accounted for, in our opinion, by relaxation model of the piezoelectric polarization strains (the time constant big value of relaxation strains).

РАЗРАБОТКА ТЕХНОЛОГИИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ВАРАКТОРНОГО GaN ДИОДА

*О.И. Хрыкин, Е.В. Демидов, М.Н. Дроздов, А.В. Мурель,
Д.А. Прякин, А.Н. Тропанова, В.И. Шашкин*
Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, ГСП-105
тел. +7(831)4179450, e-mail: khrykin@ipmras.ru;

В работе исследовались особенности роста диодных структур на основе нитрида галлия. Разрабатывались методики изготовления вертикальных и планарных диодов. Исследовались электрические характеристики полученных диодов.

Рост эпитаксиальных слоев осуществлялся в установке МОГФЭ пониженного давления [1]. Выращивание слоев GaN осуществлялось на 2 дюймовых подложках сапфира с ориентацией (0001). В качестве источника галлия использовался триметилгаллий, источником азота был аммиак, моносилан, разбавленный водородом, обеспечивал легирование GaN донорной примесью. Разработанная методика газозной эпитаксии позволила получать однородные эпитаксиальные слои с заданным профилем легирования. Особое внимание уделялось окончанию процесса роста нитрида галлия, так как в результате постростового травления поверхности нитрида галлия возникает приповерхностный слой с повышенной концентрацией легирующей примеси.

На Рис.1. приведен профиль легирующей примеси в диодной структуре. Диоды с контактом, расположенным на верхнем слое структуры, имели рабочий слой n-типа, легированный кремнием до $(5-6) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ с толщиной 0,5 мкм, и контактный n⁻-слой, легированный до $(2-3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ с толщиной 0,9 мкм. Были изготовлены диоды с размерами барьерных контактов от 5 до 100 мкм. На полученных диодных структурах измерялись вольт-амперные (ВАХ) и вольтфарядные характеристики (ВФХ), которые позволяли определить параметры диодов Шоттки: высоту барьера, показатель неидеальности, последовательное сопротивление и уровень легирования в базовом слое полупроводника.

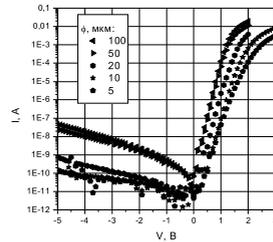
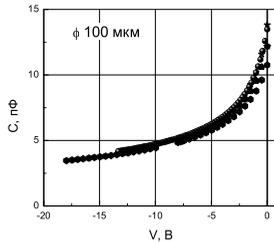
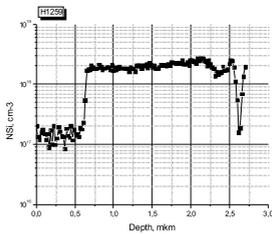


Рис. 1. SIMS profile of silicon impurity in as-grown diode structure. Рис. 2. Capacitance-voltage characteristics of several diodes with diameter of barrier contact 100 μm . Рис. 3. I-V characteristics of several diodes Schottky contacts with different diameters.

На рис. 2 приведены ВФХ диодов, измеренные на частоте 1 МГц. На основе их рассчитаны соответствующие профили носителей заряда, из которых следует, что уровень легирования в базовой области диода находится в пределах $(5,5 \div 6) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Были проведены исследования зависимости тока от площади (диаметра) контактов. На рис. 3 показаны результаты измерения ВАХ диодов Шоттки. Зависимость последовательного сопротивления примерно пропорциональна обратной площади контактов.

Структура для изготовления планарного варакторного СВЧ диода (Рис.4) имела верхний слой n-типа, легированный кремнием до $(6-8) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ с толщиной 50 нм, второй слой, легированный до $7-9 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ с толщиной 0,25 мкм, и n⁺-слой, легированный до $(2-3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ с толщиной 1,7 мкм. В качестве барьерного использовался Ni контакт.

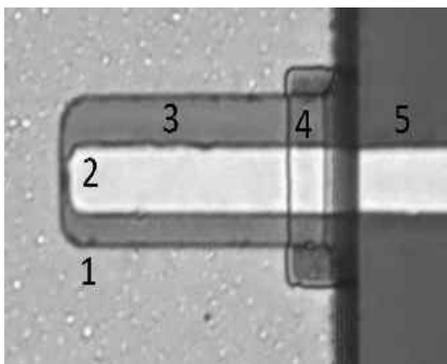


Рис. 4. SEM image of planar diode: 1 - ohmic metallization, 2 - barrier contacts, 3 - mesa structure, 4 - insulator, 5 - sapphire surface.

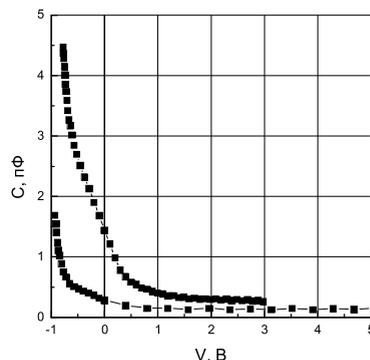


Рис. 5. Capacitance-voltage characteristics of planar diodes with two different areas of barrier contacts.

Изоляция диодов осуществлялась глубоким травлением GaN до сапфира. Вторая контактная площадка формировалась на отдельной площадке и соединялась с катодом. Омические и барьерные контакты формировались электронно-лучевым напылением с последующей процедурой быстрого термического отжига. Удельное контактное сопротивление, измеренное методом TLM, составляло $1,5 \cdot 10^{-3}$ Ом·см². После отжига при 750°C оно уменьшалось до $2,2 \cdot 10^{-5}$ Ом·см². Дальнейший отжиг при 850°C приводил к значительному ухудшению морфологии поверхности контакта. Результаты измерения ВФХ диодов приведены на рис. 5.

Разработан технологический маршрут изготовления вертикальных и планарных диодов на основе GaN предназначенных для СВЧ электроники. Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 24 «Фундаментальные основы технологий наноструктур и наноматериалов» и грантов РФФИ № 11-02-00572-а.

[1] Хрыкин О.И. Особенности эпитаксиального наращивания GaN при пониженном давлении в реакторе МОГФЭ / О.И. Хрыкин, А.В. Бутин, Д.М. Гапонова и др. // ФТП, 2005, Т. 39, № 1, С. 21.

Development of fabrication technology for GaN varactor diode

O.I. Khrykin, E.V. Demidov, M.N. Drozdov, A.V. Murel, D.A. Pryakhin, A.N. Tropanova, V.I. Shashkin*

Institute for Physics of Microstructures Russian Academy of Sciences,
603950, Nizhny Novgorod, GSP-105, RUSSIA
phone: +7(831)4179450, e-mail: khrykin@ipmras.ru

We investigated the growth features of diode structures based on gallium nitride. Methods of fabrication of vertical and planar diodes have been developed. The electrical characteristics and basic parameters of obtained diodes were determined.

МОДЕЛИРОВАНИЕ АТОМНО-СЛОЕВОГО РОСТА РАСТВОРОВ GaAlN

Ю.В. Жиляев, В.В. Зеленин, Е.А. Цанютин*

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, 194021, С-Петербург,
тел: +7 (921) 787 9841, e-mail: eugpan@sinet.spb.ru

Дальнейшее продвижение полупроводниковых светоизлучателей и фотоприемников в ультрафиолетовую область требует совершенствования методов выращивания не только бинарных нитридов, но и их растворов. Одним из перспективных подходов из числа ГФЭ-методов является метод атомно-слоевой эпитаксии, который, по сравнению с традиционными способами осаждения, обладает улучшенной управляемостью составом и толщиной слоя, что и было убедительно продемонстрировано для растворов на основе GaAs (см., например, [1]). С другой стороны, определенные успехи в получении нитридного подложечного материала, достигнутые за последние годы [2], создают практическую возможность для реализации характера роста, близкого к гомоэпитаксиальному, что делает целесообразным распространение опыта послойного выращивания растворов и на «виорцитные» растворы нитридов.

Однако очевидным ограничением метода является заметное снижение средней скорости роста, вызываемое необходимостью перемежения активных фаз роста, отвечающих поатомной застройке монослоев, периодами поверхностной релаксации, которая обеспечивается давлением лишь газаносителя. Это требование несколько дискредитирует озвученные преимущества, что влечет за собой потребность в отыскании приемлемого баланса между выбираемой длительностью фаз релаксации, и ожидаемой стехиометрической однородностью слоя. Поскольку такой баланс зависит также и от технологических параметров процесса, подобная оптимизация может оказаться непростой задачей. На этой стадии полезным дополнением, как предполагается, может стать моделирование процессов роста кристаллического слоя на атомарном уровне, что позволило бы получить необходимые оценки степени однородности состава слоев и произвести их сравнение с аналогичными параметрами, отвечающими традиционному (совмещенному) способу подвода активных компонентов.

Цель настоящего исследования – прямое компьютерное моделирование роста нелегированного слоя раствора на AlN-подложке и вычисление изменения дисперсии (среднеквадратического отклонения) элементного состава слоя GaAlN-раствора, происходящее в процессе этого роста. Специально разработанный алгоритм, сочетающий в себе метод классической молекулярной динамики и метод Монте-Карло, позволял запускать вычислительный процесс, воспроизводящий поатомную застройку поверхности и включающий в себя, в частности, режимы островкового и локально-трехмерного роста. Предполагается, что подобный подход достаточно адекватно отражает элементарные процессы осаждения и создаст непосредственную преемственность между энергорельефом поверхности подложки и кристаллографическими особенностями растущего слоя.

На первом этапе создается модель кристаллической подложки – четырехмерный числовой массив S , состоящий из $2N$ элементов, каждый из которых соответствует одному из двух типов атомов (соответственно, Al или N), и который содержит по три декартовы координаты (x, y, z) , и, дополнительно, значение радиус вектора R_0 атома. Количество элементов массива должно соответствовать числу атомов кристаллита, моделирующего подложку, а совокупность координат отражает значения координат узлов конкретной кристаллической решетки, в данном случае решетки виорцита. Размер кристаллита лимитировался вычислительной мощностью компьютера и составлял $10 \times 10 \times 2$ постоянных решетки, причем плоскость xy соответствовала плоскости $[0001]$. Далее вычислялись три матрицы парных расстояний (R_{ij}) между всеми атомами Al-N, Al-Al, и N-N (с нулевыми диагональными элементами в двух последних матрицах), которые преобразовывались в одномерный массив. Далее, на основе представлений о многочастичных потенциалах типа Терсофа (см, например [3]) изначально разработанных для ковалентных соединений, вычислялась общая энергия всей системы:

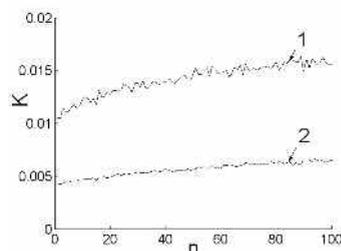
$$U = \frac{1}{2} \sum \sum_{i \neq j} [\Phi_1(R_{ij}) + \Phi_2(R_{ij})] \quad (1.1)$$

где Φ_1 и Φ_2 – парные потенциалы, соответственно притяжения и отталкивания, представляющие параметризованные функции, точный вид которых не приводится ввиду громоздкости выражений. Отметим лишь, что, поскольку в рассматриваемом случае связи имеют ионно-ковалентный характер, первоначальные выражения были дополнены кулоновскими членами. Конкретные значения параметров вычислялись исходя из соответствия положения минимума кривой U и ее кривизны вблизи этого минимума, соответственно, постоянным решетки и значениям упругих констант AlN, а на основе конкретных зависимостей для парных потенциалов, производилось вычисление приповерхностного энергетического ландшафта, индивидуального для Ga, Al или N. Особенности структуры этих ландшафтов определяют, в свою очередь, специфические особенности роста.

Для моделирования собственно процесса осаждения атомов (Ga, Al, N) использовалась процедура генерирования трех независимых случайных процессов Пуассона, каждый из которых задавался параметром, пропорциональным парциальному давлению одного из компонентов; в результате этого в случайные моменты времени массив S пополнялся очередным элементом с координатой z, отвечающей приповерхностной области, а координаты x и y, с одной стороны задавались как случайные равномерно распределенные на квадрате, соответствующим размерам подложки, а с другой соответствовали координатам энергетических минимумов. Каждый очередной из «адсорбированных атомов» локально изменял потенциальный ландшафт, тем самым, оказывая влияние вероятность реализации того или иного значения координат последующих. Наряду с процессом адсорбции был предусмотрен, а также программно обеспечен, и процесс десорбции, причем таким образом, чтобы время жизни каждого из атомов определялась глубиной локального минимума по координате z. Баланс этих двух процессов и определял суммарный процесс роста, при этом, во избежание необоснованного увеличения толщины кристаллита, была предусмотрена операция удаления нижних слоев по мере нарастания последующих.

Рис. 1

Типичное изменение относительного разброса Ga-Al-состава, наблюдаемое в процессе роста. Здесь n – число монослоев, K – коэффициент вариации (отношение среднеквадратического отклонения к мат. ожиданию). 1 – «традиционный» эпитаксиальный процесс; 2 – атомно-слоевой процесс.



Описанный вариант алгоритма соответствует «традиционному» эпитаксиальному процессу; для реализации атомно-слоевого режима роста необходимо заменить одновременную работу трех генераторов случайных последовательностей на их попеременное включение. На данном этапе моделирования в процессе не предусмотрены периоды релаксации и очистки, во время которых не происходит поставка активных компонентов и все изменения сводятся к актам десорбции и поверхностной диффузии, т.е. миграции атомов в соседние минимумы через ближайшие седловые точки. Тем не менее, даже в режиме отсутствия таких фаз релаксации представляется полезным сравнение эволюции параметров, каким-либо способом характеризующих однородность слоев в процессе роста. В качестве такого параметра может быть принято, в частности среднеквадратическое отклонение в распределении Ga-Al состава (вычисляемое последовательно для каждых четырех монослоев). Соотношение этих параметров, характерных для указанных двух процессов (Рис. 1) демонстрирует заметное преимущество атомно-слоевого метода, а наличие небольшого разброса в составе в этом случае связывается с образованием вакансий.

- [1]. Kattelaus H.P., Ahoelto J., Suni I. // Acta Politechn. Scand., 1989, EL, N 64, p.155-164.
 [2]. Makarov Yu.N., Avdeev O.V., Barash I.S.// Journal of Crystal Growth, 2008, v.310, N 5, p.881-886.
 [3]. Tersoff J. Modeling Solid-State Chemistry. // Phys. Rev. B. 1989.V. 39, N 8, P. 5566-5568.

MODELING OF GaAlN ATOMIC LAYER EPITAXIAL GROWTH

*Yu.V. Zhilyaev, V.V. Zelenin, E.A. Panyutin**

Ioffe Physical Technical Institute. Polytechnicheskaya, 26, 194021, St. Petersburg
 Phone: +7 (921) 7879841, e-mail: ugpan@sinet.spb.ru

The computer modeling of the homoepitaxial growth processes of undoped GaAlN solid solutions on AlN templates was made for “traditional” and atomic layer VPE methods. Especially developed algorithm which includes in itself the method of classical molecular dynamics (using modified and supplemented Tersof potential) and the Monte-Carlo method starts the calculating process, which sufficiently adequately explains atomic surface filling and includes ways of islanding and three-dimensional growth. The end task of the calculation scheme is analysis of the variance spatial fluctuations in the composition of Ga-Al in the process of layer growth which matches the given fluctuations of the afore mentioned VPE methods and elaboration practical recommendations for possible optimization of technological parameters.

ГЕТЕРОПОДЛОЖКИ SiC НА Si, ПОЛУЧЕННЫЕ НОВЫМ МЕТОДОМ МАГНЕТРОННОГО РАСПЫЛЕНИЯ ДЛЯ ЭПИТАКСИИ НИЗКОДЕФЕКТНЫХ СЛОЕВ НИТРИДА АЛЮМИНИЯ И НИТРИДА ГАЛЛИЯ

Ш.М. Рамазанов

ООО «СИКЛАБ». М. Ярагского, 75, 367000, Махачкала,
тел. +7(928)5533096, e-mail: ramazanv@mail.ru;

Из-за термомеханических, электрических структурных свойств SiC является одним из главных претендентов для гетероэпитаксии на ее поверхности нитридных структур. В настоящее время перспективность в использовании карбида кремния в виде буферного слоя между нитридами и кремнием выдвинули этот материал в ряд наиболее интенсивно изучаемых полупроводников. Синтез качественных SiC/Si “templates” избавит от проблемы получения монокристаллических пластин SiC большого диаметра, их высокой стоимости и позволит быструю интеграцию карбида кремния в кремниевую технологию. Трудность гетероэпитаксии SiC на Si(111) заключается в их большом (~20%) отличии параметров кристаллических решеток.

Целью настоящей работы было получение низкодефектных эпитаксиальных слоев карбида кремния на кремниевой подложке с помощью нового метода магнетронного распыления [1].

Пленки карбида кремния выращивали на подложках *n*-Si толщиной 300 μm с ориентацией поверхности отклоненной от плоскости (111) магнетронным распылением поликристаллической мишени SiC в атмосфере Ar (99.999% чистоты). Остаточное давление в рабочей камере составляло 10^{-6} мм рт.ст., температура подложки $T_{\text{sub}} \sim 950\text{-}1050$ °C. Для удаления естественного окисла подложки кремния предварительно очищались в растворе HF. Разработанный нами новый способ [1] позволяет получать достаточно недорогие ориентированные по структуре слои карбида кремния на кремнии.

Методом рентгенодифракционного анализа (XRD) на дифрактометре PANalytical Empyrean с $\text{CuK}\alpha$ - излучением ($\lambda_{\text{Cu}} = 1.5406$ Å) проводилось исследование фазового состава полученных SiC/Si структур. В спектрах XRD образцов выращенных при $T_{\text{sub}} = 950$ °C на фоне пика от подложки в области сканирования $2\theta \sim 10\text{-}50^\circ$ идентифицируются линии $2\theta = 28.445^\circ$ и $2\theta = 35.698^\circ$. Первый пик соответствует подложке Si(111) с межплоскостным расстоянием $d_{\text{hkl}} = 3.135$ Å. Пик в области 35.698° совпадает с кубической модификацией карбида кремния 3C-SiC(111). Межплоскостное расстояние для эпитаксиального слоя 3C-SiC(111) $d_{\text{hkl}} = 2.513$ Å с FWHM ~ 11 arcmin (рис. 1a).

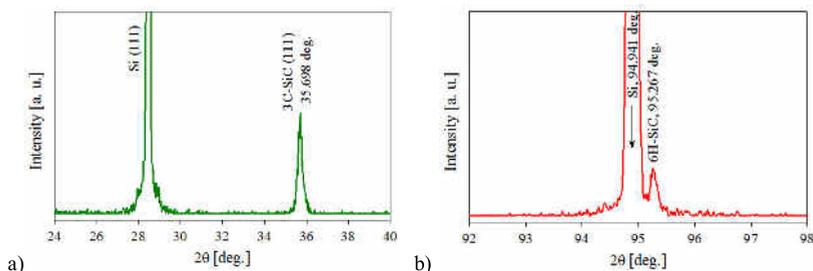


Рис.1. Дифрактограмма от структуры 3C-SiC/Si(111) (a) FWHM ~11 arcmin и 6H-SiC/Si(111) FWHM ~7.5 arcmin (b)

В магнетронном распылении ионизированные атомы Si и C, а также их соединения прибывают к поверхности растущей пленки с большей частью своей начальной энергии (до $E_i = 20$ eV). В результате они обеспечивают значительную долю энергии привносимой к растущей пленке SiC, что облегчает кинетические процессы миграции адатомов по поверхности.

При увеличении температуры $T_{\text{sub}} > 1000$ °C в эпитаксиальной пленке замечены включения 6H политипной модификации SiC (рис. 1b). На рис. 1b на фоне пика подложки в области $2\theta = 94.941^\circ$ замечен малый пик $2\theta = 95.267^\circ$ соответствующий 6H-SiC {209} с $d = 1.043$ Å (FWHM ~ 7.5 arcmin).

Ионизированные атомы углерода, обладая большей энергией связи с поверхностными атомами Si(111) подложки, а также образуя C-C связи, стягивающие кристаллическую решетку параллельно растущему слою образуют включения 6H-SiC.

Релаксация упругих напряжений может происходить с помощью разных механизмов [2], основным из которых является возникновение сетки дислокаций несоответствия. При этом рядом с нормальным несоответствием $(\Delta d/d)_{zz}$ появляется тангенциальное несоответствие $(\Delta d/d)_{xx}$. На кривых качания релаксация проявляется в угловом сдвиге дифракционных пиков и их расширении в сравнении с упруго деформированной системой. Следовательно, происходит смещение узлов в кристаллической решетке в направлении роста пленки 3C-SiC, снимающие избыточные механические напряжения, возникающие на гетерогранице ($FWHM_{3C-SiC} > FWHM_{6H-SiC}$).

AFM исследования поверхности растущей пленки на поверхности Si(111) с помощью Ntegra Spectra (NT-MDT) показал процесс зарождения и коалесценцию этих зародышевых образований с треугольными выступами свойственными 3C политипу SiC (рис.2).

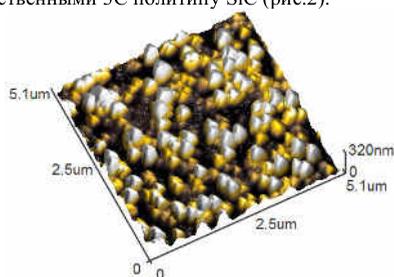


Рис.2. AFM изображение поверхности эпитаксиальной пленки 3C-SiC полученной на подложке Si(111)

Располагание параметров кристаллических решеток пленки 3C-SiC и подложки Si(111) компенсируется изменением размеров ячейки слоя. В результате этого слой в начальный момент роста оказывается биаксиально напряженной, а его граница раздела когерентно сопряжена с подложкой. Далее энергия деформации, накапливающаяся в пленке, релаксируется пропорционально толщине растущего слоя. Эпитаксиальный слой 3C-SiC становится высокоориентированной.

Таким образом, на основании полученных данных можно сделать следующий вывод. Предлагаемым методом магнетронного распыления можно получить низкодефектные слои SiC как 3C политипа, так и 6H. На полученных таким образом подложках Si с буферным слоем высокоориентированного карбида кремния можно выращивать пленки GaN и AlN, так как их кристаллические решетки максимально схожи с SiC.

[1] Ш.М. Рамазанов, Г.М. Рамазанов, Г.У. Газимагомедов, заявка на патент №2012140590 приоритет от 21.09.2012.

[2] V.P. Kladko et al. Appl. Phys. Lett., V. 95. P. 031907 (2009).

HETERO SUBSTRATES SiC ON Si, NEW RECEIVED MAGNETRON SPUTTERING FOR EPITAXY LOW-DEFECTIVE LAYERS OF AlN AND GaN

Sh. M. Ramazanov

LLC «SICLAB». M. Yaragskogo, 75, 367000, Makhachkala,
phone. +7(928)5533096, e-mail: ramazanv@mail.ru;

Magnetron sputtering obtained epitaxial layers of silicon carbide high structural perfection on substrates of Si. Methods of XRD and AFM, investigated the crystal structure and surface morphology of the resulting structures. Interplanar distance for epitaxial 3C-SiC (111) grown on Si (111) $d_{hkl} = 2.513 \text{ \AA}$ with a FWHM ~ 11 arcmin. New magnetron sputtering derived SiC epilayers as 3C, and 6H polytype. Obtained in this manner Si substrates with a buffer layer of highly oriented SiC proposes to grow GaN and AlN films.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАЗРАБОТКИ ПРОЦЕССОВ ПОЛУЧЕНИЯ ВЫСОКОЧИСТОГО АММИАКА

*А.П.Котков**, *Н.Д.Гришнова*, *А.И. Скосырев*, *О.С.Аношин*, *Н.В.Гладков*, *Д.Ф.Архипцев*
ОАО «НПП «Салют», 603950 Нижний Новгород, ул.Ларина, 7
e-mail:saluthps@mail.ru

Аммиак является источником азота в газофазных процессах осаждения как гетероэпитаксиальных структур Ga(Al,In)N из металлоорганических соединений элементов III группы, так и объемных материалов Ga(Al)N, пригодных для получения подложек, из хлоридов элементов III группы.

При этом аммиак должен иметь квалификацию не ниже 99,9999, а содержание лимитируемых примесей не должно превышать величину $(3 \pm 10) \cdot 10^{-6}$ мол. %.

Представлены результаты разработки процессов получения высокочистого аммиака, обеспечивающих выпуск до 2500 кг высокочистого аммиака в год.

Для очистки NH_3 в качестве исходного использовали аммиак марки «А» по ГОСТ 6221-90 со средним содержанием метана ~1 мол. % и воды ~ 0,01 мол.%. Разработаны методики анализа аммиака методами газовой хроматографии, ИК-Фурье спектроскопии и диодно-лазерной спектроскопии (ДЛС). Газохроматографический анализ аммиака проводили с помощью хроматографа «Цвет -800-02», в котором установлены две разделительные колонки с алюмогелем и порпаком -Q. Регистрацию примесей осуществляли пламенно-ионизационным детектором (ПИД) с пределом обнаружения $5 \cdot 10^{-6}$ мол. % и детектором по теплопроводности с пределом обнаружения $5 \cdot 10^{-3}$ мол. %.

Анализ аммиака метод ИК-Фурье спектроскопии проводили на приборе «Tensor-37» с разрешением $0,3 \text{ см}^{-1}$ и охлаждаемым МСТ- детектором в кювете длиной 20 см со стеклами из селенида цинка. Для определения примесей метана и воды методом ДЛС в отделе ДЛС ИОФРАН были разработаны и изготовлены диодно-лазерный спектрометры на длину волны 1,651 мкм и 1,392 мкм соответственно. Измерения проводили с помощью реперного (канал сравнения) и двух аналитических каналов. С помощью разработанных методик анализа был изучен примесный состав аммиака и поведение примесей в процессе его очистки. Установлено, что основными примесями в техническом аммиаке, являются постоянные газы, углеводороды и вода. Их присутствие связано с использованием в процессе синтеза аммиака (метод Габера) в качестве источника водорода - природного газа, в качестве источника азота - атмосферного воздуха.

Аммиак в баллонах при комнатной температуре находится в сжиженном состоянии в виде газовой и жидкой фаз, между которыми имеет место распределение примесей. Более летучие, чем аммиак примеси находятся в основном в газовой фазе, а вода – в жидкой фазе. Так в баллоне с исходным аммиаком содержание метана в газовой фазе составляет от 2 до 20 мол. %, в жидкой 10^{-2} мол. %, при этом содержание метана в газовой фазе ~ в 300 раз больше, чем в жидкой.

В процессе выгрузки аммиака из баллона происходит быстрое снижение содержания летучих примесей в зависимости от доли выгруженного аммиака. Вода наоборот, концентрируется в жидкой фазе. По мере выгрузки аммиака из баллона, ее содержания растет приблизительно на порядок. Изменение состава загружаемого в ректификационную колонну аммиака, приводит к изменению условий очистки аммиака. Поэтому в процессе очистки NH_3 необходим непрерывный контроль за содержанием примесей в загружаемом аммиаке и отбираемых фракциях. Контроль был реализован с помощью метода ДЛС. Для определения содержания воды в очищенном аммиаке разработана методика с концентрированием примеси воды из анализируемой пробы на ректификационной колонны. С использованием концентрирования проанализированы реальные образцы высокочистого аммиака. Достигнут предел обнаружения воды в аммиаке 0,05 - 0,1 ppm.

Разработанное оборудование и методики анализа аммиака используются в настоящее время для организации промышленного выпуска высокочистого аммиака.

RESULTS OF THE DEVELOPMENT PROCESS OF OBTAINING HIGH-PURITY AMMONIA

*A.P.Kotkov * N.D.Grishnova, AI Skosyrev, O.S.Anoshin, N.V.Gladkov, D.F.Arhiptsev*

JSC "NPP" Salute ", 603950 ul.Larina, 7

e-mail: saluthps@mail.ru

The results of the development of processes for high-purity ammonia are presented.

Ammonia analysis by gas chromatography, Fourier-transform infrared spectroscopy and diode-laser spectroscopy (DLS) showed that the main impurities in the technical ammonia, are permanent gases, hydrocarbons and water.

Ammonia is stored at room temperature in a liquid state in a container, in which there is a distribution of impurities between the gas and liquid phases of ammonia. In the process of being discharged from the tank to the distillation column is a change of the impurity composition of ammonia, which leads to a change in the terms of its treatment. DLS method was implemented continuous control over the content of impurities in ammonia discharged, and in the cleaning process.

To determine the water content in the purified ammonia concentration with the technique, which allows to determine the water with a detection limit of 0,05 - 0,1 ppm.

The developed equipment and methods used in the analysis of the ammonia present to organize industrial production of high-purity ammonia.

ФОРМИРОВАНИЕ Si/SiO₂/III-НИТРИДНЫХ НАНОТЕМПЛЕТОВ

В.И.Осинский¹, Н.Н.Ляхова¹, И.В.Масол¹, В.И.Глотов¹, Н.О.Суховий¹, О.С.Литвин²
1 Институт Микроприборов НАН Украины, ул. Северо-Сырецкая 3, 04136, г. Киев, тел. +3(044)4347655, e-mail: osinsky@imd.org.ua;

2 Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева Национальной академии наук Украины, 03028 Киев

III-нитридные структуры, как правило, формируются на сапфире или карбиде кремния. Однако высокая стоимость цен на SiC-подложки и низкая проводимость сапфира являются серьезными препятствиями, тогда как кремниевые подложки отличаются высокой проводимостью, большими размерами и низкой стоимостью. Для светоизлучателей на квантовых ямах, которые до сих пор еще в основном выращиваются вдоль (0001) ориентации, одной из проблем является то, что это кристаллографическое направление обуславливает наличие интенсивного пьезоэлектрического поля, что снижает коэффициент эффективности излучения. Нами разработана технология получения нанотемплетов "SiO₂ - слой инициации Al₂O₃ - III-нитрид" на подложках кремния для неполярных гетероструктур III-нитридов. Характеризация слоя инициации (Al₂O₃) осуществлялась средствами атомно-силовой микроскопии на базе сканирующего зондового микроскопа NanoScope IIIa Dimension 3000TM. Типичные трехмерные и двумерные изображения нанорельефа поверхности слоев пористого оксида алюминия на кремнии рис.1, а, б показали, что геометрические размеры и близкие к гексагональному расположению поры пригодны для дальнейшего роста наносистем III-нитридов [1,2].

При исследовании связей массивов наностержней GaN методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) было установлено, что наностержни имеют вертикальные боковые стенки в порах SiO₂ маски, и высота их определяется толщиной маски. Выше маски не наблюдалось осаждение нитрида галлия из-за низкого коэффициента его прилипания к SiO₂. На вершинах массива GaN наностержней были выращены 4 периодные InGaN / GaN-МКЯ. По ПЭМ изображению была оценена толщина ямы и барьера, ~25 Å и 40 Å, соответственно. Контрастность изображения показала резкую и плоскую границу между InGaN и GaN эпитаксиальными слоями, что указывает на достаточно хорошую однородность в квантовых ямах InGaN. Были исследованы люминесцентные и электролюминесцентные характеристики гетероструктур с квантовыми ямами на неполярных образцах с нанотемплетными слоями на Si и на полярных "плоских" структурах на сапфире. Эффективность излучения "плоских" образцов была на порядок ниже интенсивности структур на нанотемплетях, что связано с сокращением числа центров безизлучательной рекомбинации за счет уменьшения плотности дислокаций, снижение внутреннего отражения света и отсутствием пьезоэлектрического поля. Кроме того, было показано, что максимум излучения от МКЯ, выращенных на нанотемплетях, был сдвинут на 36nm, по сравнению с контрольным «плоским» образцом, из-за высокой концентрации In в МКЯ, так как напряженные структуры могут включать больше индия в процессе роста во время роста InGaN слоя на GaN, так как деформации сжатия часто препятствуют включению атомов In в решетку InGaN. Массивы наностержней имеют много преимуществ по сравнению с обычными "плоскими" пленками, а именно, низкую плотность дислокаций, что ведет к повышению внутренней квантовой эффективности, возможности большего включения индия, расширению видимого спектра в сторону большей длины волн и увеличение интенсивности экстракции света.

При формировании на таких темплетях напряженной неполярной InGaN квантовой ямы (InGaN-КЯ) были использованы триметил галлия (TMGa), триметил индия (TMIn) и аммиак как источник галлия, индия и азота, соответственно. GaN наностержни формировались на нанопористых темплетях Si (100) / SiO₂/GaN при давлении 60 торр и температуре 1000°C, газ-носитель - азот. Затем температура реактора уменьшалась до 760°C и выращивалась квантовая яма InGaN / GaN. Толщина ямы и барьера составляла ~ 30 Å и 45 Å, соответственно.

Массивы наностержней имеют следующие преимущества перед обычными «плоскими» пленками: низкая плотность дислокаций, что приводит к повышению внутренней квантовой эффективности, возможность большей концентрации индия в твердом растворе, расширение видимого спектра в сторону больших длин волн и увеличение экстракции света. Индий сложнее встраивается на неполярных, чем на полуполярных плоскостях, поэтому для подавления внутреннего электрического поля для изготовления длинноволновых желто-зеленых светодиодов эффективнее использовать именно полуполярные направления. Использование полуполярных направлений продемонстрировало преимущества низкого внутреннего поля [3,4]. Высококачественные полуполярные InGaN КЯ имеют внутренний квантовый выход в три раза

больше, по сравнению с полярными КЯ, и могут быть выращены на нанотекстурованном GaN. Нами исследованы новые светодиодные структуры, в которые включено наноструктурированный полуполярный GaN. Поверхность нанотекстурированного GaN состоит из двух различных полуполярных плоскостей: (10-11) и (11-22), поэтому InGaN активные области, сформированные на них, могут иметь низкое внутреннее электрическое поле.

Исследования, проведенные с целью контроля разработанных режимов инициации, включали определение диффузионной длины эпитаксиальных структур GaN с нанотемплетными слоями методом токов, индуцированных электронным лучом, рассчитанная эффективная диффузионная длина $L_d \approx 3,2 \mu\text{м}$, что соответствует плотности дислокаций прорастания $\sim 3 \times 10^6 \text{ см}^{-2}$.

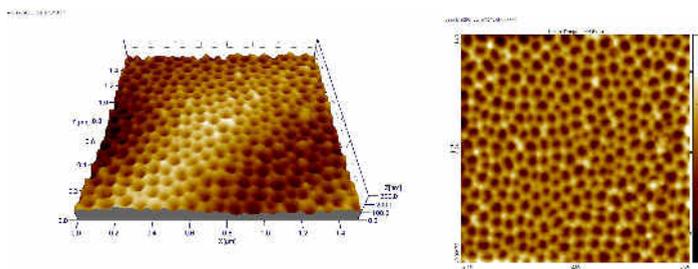


Рис. 1. Трехмерное изображение поверхности (а) и вид сверху (б) нанорельефа пленки анодированного оксида алюминия

[1] Осинский В.І., Лабунов В.А., Горох Г.Г., Ляхова Н.М., Ляхова Н.О., Соловей Д.В. Электроника и связь, тематический выпуск «Проблемы электроники». 2008. №1(2). С. 76

[2] Ляхова Н.О. Электроника и связь. 2011. №3 с.39.

[3] Sato, H., et al., Applied Physics Letters, 2008. 92(22):

[4] Sato, H., et al., Physica Status Solidi-, 2007. 1(4): p. 162-164

Si/SiO₂/III-NITRIDE NANOTEMPLATE

V.I.Osinsky¹, N.N.Lyahova¹, I.V.Masol¹, V.I.Hlotov¹, N.O.Suhovyy¹, O.S.Lytvyn²

¹Institute of Microdevices NAS of Ukraine. Severo-Syretska str., No 3, 04136, Kyiv, +3(044)4347655, e-mail: Osinsky@imd.org.ua;

SiO₂ - Al₂O₃ (initiation layer) template technology on silicon substrates has been developed for non-polar III-nitride heterostructures

РОСТ ТОЛСТЫХ СЛОЕВ GaN НА НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ТЕМПЛЭЙТАХ И ОПТИМИЗАЦИЯ ИХ САМООТДЕЛЕНИЯ

В.И. Николаев^{1,3*}, А. А. Головатенко^{1,3}, М.Г. Мынбаева^{1,2}, И.П. Никитина^{1,2}, Н.В. Середова^{1,2}, А.И. Печников³, В.Е. Бугров^{3,4}, М.А. Одноблюдов^{3,4}

¹ООО «Совершенные кристаллы» – Политехническая, 28, 194064, Санкт-Петербург, тел. (812)2979700, e-mail: info@perfect-crystals.com

² Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе, Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

³ НИУ ИТМО г. Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49, лит.А, 197101, Россия

⁴ Группа компаний "Оптоган", Санкт-Петербург, Таллинское шоссе, 206, 198205, Россия

Проблема получения относительно дешевой GaN подложки больших диаметров является сдерживающим фактором дальнейшего развития высокоэнергетических светодиодных структур. На наш взгляд наиболее реалистичным подходом к решению данной проблемы является развитие технологии ХГЭ и самоотделения гетероэпитаксиальных слоев толщиной около 400 мкм. Пластина такой толщины обладает достаточной механической прочностью для дальнейшей обработки и соответствует принятым стандартам для эпитаксиального роста структур. Кроме того, отметим, что при этой толщине обычно не наблюдается массового образования крупных дефектов, так называемых пит, на поверхности растущего кристалла. Скорости роста ~100 мкм/час в ХГЭ, несомненно, значительно превосходят все известные альтернативные методы роста GaN. Плотность дислокаций в таких слоях с помощью недорогих постростовых обработок может, как было показано в [1], вплотную приблизиться к значениям $\sim 10^5 \text{ см}^{-2}$, что удовлетворительно уже и для лазерных структур.

В данной работе исследовались варианты 3D-структур на поверхности GaN темплэйтоспособствующие легкому самоотделению наращиваемых толстых слоев GaN от темплэйта внутри реактора, при остывании пластин. Наноструктурированные образцы для экспериментов были изготовлены и предоставлены компанией ЗАО «Оптоган». Для структурирования были использованы два метода: метод нанопринтовой литографии (NIL) и метод создания самоорганизующейся металлической маски. В обоих случаях образцы после нанесения масок подвергались травлению ICP-RIE для образования колончатой структуры. Колонны, полученные методом NIL, имели форму усеченного конуса и были расположены в виде периодического двумерного массива с параллельным, либо шахматным порядком. Форма и расположение колонн, полученных травлением через самоорганизующуюся маску, имели случайный характер (оба варианта представлены на рис.1). Для NIL-колонн фактор заполнения (т.е. отношение площади колонн к общей площади темплэйта) составлял 30 - 40 %, для колонн, полученных травлением через самоорганизующуюся маску 60 %. После формирования колончатой структуры МОС-гидридной эпитаксией наращивался тонкий слой на колоннах. Полученные образцы помещались в ХГЭ реактор, где наносились слои GaN толщиной 400 мкм. Подбирались режимы роста и охлаждения, при которых отделение происходит в реакторе одновременно по всему размеру образца при достижении указанной толщины. Наилучший результат был получен на NIL-колоннах с фактором заполнения близким к 30%. Граница разделения слоя и темплэйта, была исследована с помощью растровой электронной микроскопии. На рис.2 представлены нижняя и верхняя поверхности интерфейса самоотделения. Видно, что отделение происходило преимущественно по вершинам наноконн. По оценкам, сделанным согласно работе [2], величина растягивающих напряжений σ_{zz} в вершине колонн составляют $\sim 100 \text{ МПа}$. Методом РД исследовалась ширина кривой качания пика (0002) отделившихся слоев. Средние значения FWHM для всех образцов составляли 120 – 190 arcsec.

[1] М. Мынбаева, А. Ситникова, А. Николаев, К. Виноградова, К. Мынбаев, В. Николаев, Phys. Status Solidi C **10**, No. 3, 366–368 (2013)

[2] И.Н. Ивукин, Д.М. Артемьев, В.Е. Бугров, М.А. Одноблюдов, А.Е. Романов // Физика твердого тела, 2012, том 54, вып. 12, стр. 2294

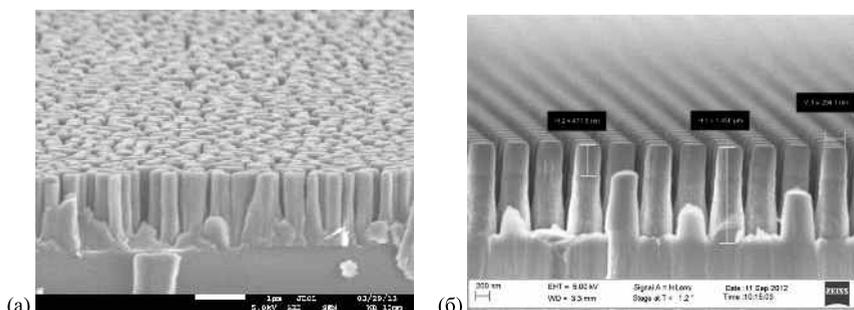


Рис.1 Нанокolumnы на поверхности темплэйта, полученные :
а) травлением через Ni маску; б) методом NIL.

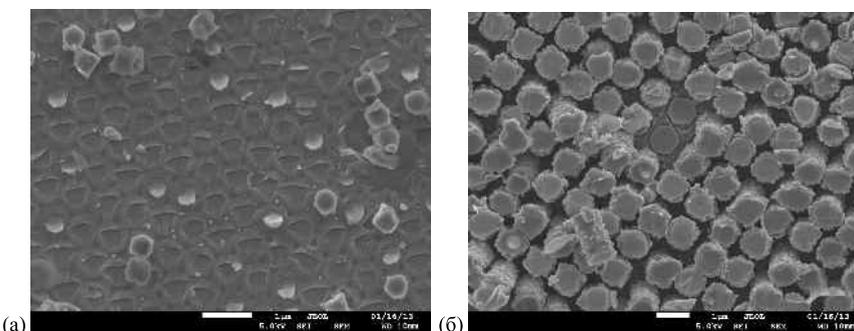


Рис.2. Вид интерфейса отделения со стороны: а) слоя GaN; б) ростовой подложки.

GROWTH OF THICK GaN LAYERS ON NANO-PATTERNED TEMPLATES AND OPTIMIZATION OF THEIR SELF-SEPARATION

V.I. Nikolaev^{1,3}, A.A. Golovatenko^{1,3}, M.G. Mynbaeva^{1,2}, I.P. Nikitina^{1,2}, N.V. Seredova^{1,2}, A.I. Pechnikov³, V.E. Bugrov^{3,4}, M. A. Odnobludov^{3,4}*

¹ Perfect Crystals LLC, Polytekhnicheskaya, 28, 194064, Saint Petersburg, phone. +7(812)2979700, e-mail: info@perfect-crystals.com;

² Ioffe P.T.I., Polytekhnicheskaya, 26, 194021, Saint Petersburg, Russia

³ Univ. ITMO, Kronverkskiy pr., 49, 197101, Saint Petersburg, Russia

⁴ OPTOGAN Group, Tallinskoe shosse, 206, 198205, Saint Petersburg, Russia

Two various kinds of nano-patterned GaN templates were examined for growth of 400um-thick HVPE GaN layers and self-separation them during cooling inside the reactor. Both batches of templates have columns-like structure fabricated by etching of masked samples: one with random self-organized Ni-mask, another printed by nano-imprint lithography (NIL). The NIL-columns were arranged in the square or the chess order with the fill-factor of 30–40%. The column structures made via Ni-mask have the fill-factor of 55-60%.

HVPE growth runs demonstrated that the NIL-templates are more suitable for crack-free self-separation of thick GaN layers. SEM analysis of separated GaN layers showed that separation took place predominantly in the upper part of columns. The layers have relatively good flatness and FWHM of XRD rocking-curves for (0002) peak in the range of 120 – 190 arcsec.

ВЗАИМНАЯ ДИФФУЗИЯ КОМПОНЕНТОВ ПОДЛОЖКИ И ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ ПРИ ХЛОРИД-ГИДРИДНОЙ ЭПИТАКСИИ НИТРИДНЫХ МАТЕРИАЛОВ НА КРЕМНИИ

К.Д. Мынбаев^{1,2}, М.Г. Мынбаева¹, А.А. Лаврентьев¹, А.А. Головатенко³, В.И. Николаев^{1,3}

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, 194021 Санкт-Петербург

тел. +7(812)2927182, e-mail: mynkad@mail.ioffe.ru;

²ООО «Оптоган. Новые технологии света», Таллинское шоссе, 206, 198205 Санкт-Петербург

³ООО «Совершенные кристаллы», Политехническая ул. 26, 194021 Санкт-Петербург

Традиционным способом, позволяющим частично решить проблемы гетероэпитаксии нитридных полупроводниковых материалов, является использование эпитаксиальных буферных слоев [1]. В случае гетероэпитаксии нитридных материалов на кремнии создаваемые буферные слои должны не только обладать близким кристаллохимическим соответствием с наращиваемыми на них слоями и быть стойкими в среде выращивания, но и служить эффективным барьерами для диффузии кремния из подложки в эпитаксиальный слой [2]. Одним из широко используемых материалов, применяемых для гетероэпитаксии нитрида галлия на кремнии, является нитрид алюминия. Буферные слои нитрида алюминия на кремнии часто формируют *ex situ*, применяя для этого, например, молекулярно-лучевую эпитаксию [3], газофазную эпитаксию с использованием металлорганических соединений (ГФЭ МОС) [4] или ВЧ-распыление [5]. Для снижения затрат на создание буферных слоев и обеспечения чистоты материалов гетероструктуры целесообразно, однако, создавать буферные слои *in situ*, непосредственно перед наращиванием эпитаксиальных слоев гетероструктуры. В настоящей работе сообщается о результатах исследования взаимной диффузии компонентов подложки и эпитаксиальных слоев при хлорид-гидридной эпитаксии (ХГЭ) нитридных материалов на кремнии с буферными слоями нитрида алюминия, выращенными *in situ*.

Температура выращивания GaN в экспериментах варьировалась в пределах от 950 до 1050 °С. Скорость роста, в зависимости от технологических режимов, изменялась от 60 до 100 мкм/ч. В качестве газа-носителя использовался аргон, ростовыми источниками служили металлический Ga и газообразный азот, для хлорирования галлия использовался газообразный хлор. Толщины выращиваемых эпитаксиальных слоев нитрида галлия варьировались в пределах от 0.3 до 1 мкм. В качестве буферных слоев были использованы эпитаксиальные слои AlN толщиной от 30 до 100 нм. Температура выращивания слоев AlN (T_{AlN}) варьировалась от 880 до 1080 °С, в качестве источника Al использовался металлический алюминий. Для эпитаксии использовались подложки Si ориентации (111). Характеризация полученных эпитаксиальных слоев нитрида галлия проводилась с применением методов Оже-электронной спектроскопии и оптической микроскопии.

Оптимизация ростовых условий проводилась на основе анализа данных Оже-спектроскопии об элементном составе (содержании основных и примесных компонентов) в выращенных слоях. Результаты проведенных измерений представлены на Рисунке 1. На Рисунке 1(а) представлены Оже-профили распределения компонентов в структуре, полученной в режимах последовательного наращивания слоев AlN и GaN на кремниевой подложке, где в соответствии с задаваемой программой эпитаксиального процесса, слой нитрида галлия выращивался на буферном слое из нитрида алюминия ($T_{AlN} = 880$ °С). Можно видеть, что в результате эпитаксии структура GaN/AlN не сформировалась. Как следует из приведенного профиля, причиной этого является интенсивная взаимная диффузия основных элементов, составляющих двуслойную эпитаксиальную структуру GaN/AlN. Наряду с этим, по всей толщине полученной эпитаксиальной композиции, составлявшей 400 нм, наблюдается и экзодиффузия кремния из подложки.

С целью предотвращения указанных эффектов далее были предприняты попытки формирования слоя нитрида алюминия при температуре $T_{AlN} = 1080$ °С. В этом случае область диффузии кремния и размытия профилей компонентов структуры оказалась сужена до 100 нм, что позволило оптимизировать толщину слоя AlN для проведения эпитаксии нитрида галлия. Из данных Оже-спектроскопии, представленных на Рисунке 1(б), следует, что в результате оптимизированных условий роста слоя AlN на кремниевой подложке сформирована структура GaN/AlN, а сам слой нитрида алюминия служит эффективным барьером для диффузии Si из подложки в пленку GaN.

Причиной значительного различия в скоростях диффузии кремния и взаимной диффузии компонентов подложки и буферного и эпитаксиального слоев в рассмотренных случаях, очевидно, является различное кристаллическое совершенство получаемых слоев нитрида алюминия [6]. В докладе будет представлен подробный анализ этих эффектов при ХГЭ и предложения по оптимизации технологии выращивания буферных слоев AlN.

Работа была частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты 12-08-00397, 13-08-00809).

- [1] K. Hiramatsu. Effects of buffer layers and advanced technologies on heteroepitaxy of GaN, in: Advances in Crystal Growth Research, K. Sato, Y. Furukawa and K. Nakajima., eds., pp. 210–221 (Amsterdam, Elsevier, 2001).
- [2] X. Dong–Juan, Z. You–Dou, C. Peng, Z. Zuo–Ming, C. Ping, X. Shi–Yong, J. Ruo–Lian, S. Bo, G. Shu–Lin, Z. Rong. Chin. Phys. Lett. **19**, 543 (2002).
- [3] J.X. Zhang, Y. Qu, Y.Z. Chen, A. Uddin, S. Yuan. J. Cryst. Growth, **282**, 137 (2005).
- [4] Y. Honda, M. Okano, M. Yamaguchi, N. Sawaki. Phys. Stat. Sol. C, **2**, 2125 (2005).
- [5] J.H. Yang, S.M. Kang, D.V. Dinh, D.H. Yoon. Thin. Sol. Films, **517**, 5057 (2009).
- [6] B.S. Zhang, M. Wu, X.M. Shen, J. Chen, J.J. Zhu, J.P. Liu, G. Feng, D.G. Zhao, Y.T. Wang, H. Yang. J. Cryst. Growth, **258**, 34 (2003).

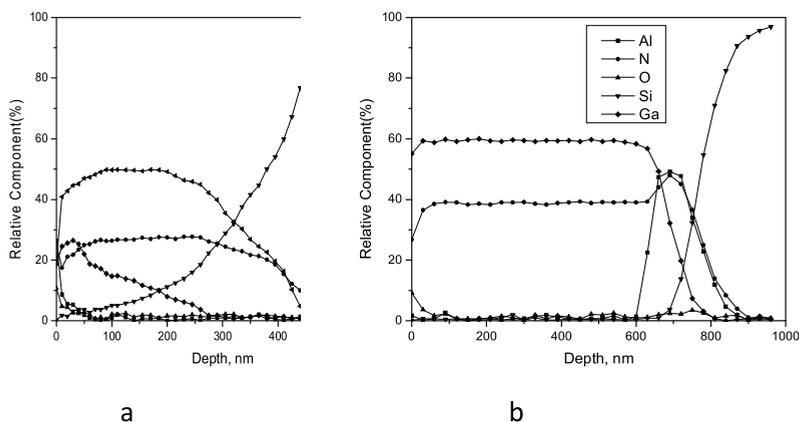


Рисунок 1. Оже-профили распределения основных химических элементов в эпитаксиальных структурах: (a) GaN/AlN/Si с $T_{AlN}=880$ °C; (b) GaN/AlN/Si с $T_{AlN}=1080$ °C.

SUBSTRATE AND EPITAXIAL LAYER COMPONENT INTERDIFFUSION IN CHLORIDE-HYDRIDE VAPOR PHASE EPITAXY OF III-NITRIDES ON SILICON

K.D. Mynbaev^{1,2}, M.G. Mynbaeva¹, A.A. Lavrent'ev¹, A.A. Golovatenco³, V.I. Nikolaev^{1,3}

¹Ioffe Institute, Polytechnicheskaya Str., 26, 194021 Saint-Petersburg

Phone: +7(812)2927182, e-mail: mynkad@mail.ioffe.ru;

²Optogan New Technologies of Light LLC, Tallinskoe Av., 206, 198205 Saint-Petersburg

³Perfect Crystals LLC, Polytechnicheskaya Str., 26, 194021 Saint-Petersburg

The results of the study of interdiffusion of components in Si/AlN/GaN system with III–nitride epitaxial layers grown by chloride–hydride vapor phase epitaxy are presented. It is shown that the temperature of the AlN buffer growth greatly affects the diffusion process and the quality of the epitaxial layers. It is suggested that the buffer layer should be grown at temperatures $T_{AlN} = 1080$ °C as it minimizes the width of the intermixing layer and ensures sharp interfaces between the layers in the hetero-composition.

НИТРИД ИНДИЯ – ПРИМЕСИ И ДЕФЕКТЫ

С.С. Хлудков, И.А. Прудаев, О.П. Толбанов

Сибирский физико-технический институт при Томском госуниверситете.

Пл. Новособорная, 1, 634050, Томск,

тел. +7(3822)413434, e-mail: Khludkov@pochta.ru;

Твердые растворы InN–GaN широко используются для изготовления светоизлучающих и других приборов. При этом InN среди III–нитридов, до недавнего времени оставался наименее изученным полупроводниковым материалом. В настоящем сообщении будет представлен обзор литературы по физическим свойствам InN, состоянию примесей и дефектов в нем.

InN является прямым зонным материалом с узкой шириной запрещенной зоны (E_g), обладает малой эффективной массой, высокой подвижностью электронов [1, 2]. Он кристаллизуется в той же структуре вюрцита, что и GaN и AlN.

Ранее считали, что E_g InN в модификации вюрцита составляет около 2 эВ. В 2002 г. было установлено, что E_g InN равно около 0,7 эВ [3.], в результате один твердый раствор InGaN позволяет перекрыть весь видимый спектральный диапазон [4].

Нелегированный InN обычно имеет n-тип высокой проводимости [5]. При этом InN обладает большой величиной электронного сродства, что приводит к образованию у поверхности слоя обогащенного электронами [6]. Концентрация электронов в тонких нелегированных пленках InN составляет около 10^{17} см⁻³ при подвижности 3560 см²/(В·с) [7], по теоретическим оценкам – до 10 000 см²/(В·с) [8]. Основной донорной примесью в InN является кремний, степень легирования которым достигает $(0,45–6,6) \cdot 10^{20}$ см⁻³ [5].

Основной акцепторной примесью в InN является магний. Начиная с работы [9], легирование InN магнием с целью получения p-InN, как считали все авторы, было безуспешным. Используя новые методы измерения в работе [10] было показано, что при легировании магнием InN p-типа проводимости образуется и находится под инверсионном n-слоем высокой проводимости. Позднее этот результат был подтвержден в ряде работ с использованием разных методов измерения (вольтамперные зависимости контакта электролита с InN, а также термо-эдс, обусловленную эффектом Зеебека и другие) [11,12]. Акцепторный уровень Mg в InN лежит на 60 мэВ выше вершины валентной зоны. Степень легирования магнием может достигать $2 \cdot 10^{21}$ см⁻³ [12]. Подвижность дырок составляет 17–36 см²/(В·с) при концентрации дырок $(1.4–3.0) \cdot 10^{18}$ см⁻³, максимальное экспериментальное значение – 70 см²/В сек [12]. Однако из расчета следует, что подвижность дырок должна составлять 220 см²/(В·с) [13]. При легировании магнием InGaN до концентраций Mg $5 \cdot 10^{17} – 2 \cdot 10^{20}$ см⁻³ получены слои p-типа проводимости во всем диапазоне изменения состава [12]. При легировании InN магнием было обнаружено наличие “окна концентрации” (“p-type window”): p-тип может быть получен в узком диапазоне концентраций Mg [6]. Нелегированные слои InN и легированные до малых концентраций Mg (до $(0, 3–1) \cdot 10^{18}$ см⁻³) (по данным разных авторов) имеют n-тип проводимости, становятся r-типа проводимости при больших концентрациях Mg и возвращаются к n-типу проводимости при концентрации Mg более $(1–3) \cdot 10^{19}$ см⁻³ [6, 8, 14].

Краевые дислокации являются основным типом дефектов в пленках InN и многослойных структурах InGaN/GaN, так как слои в структурах имеют большое несогласование решеток. Плотность краевых дислокаций в слоях InN и InGaN обычно составляет $10^9–10^{11}$ см⁻² [8]. В работе [1] дается теоретическая оценка вклада краевых дислокаций в создание n-проводимости нелегированного InN. Показано, что краевые дислокации могут быть ответственны за поставку свободных электронов в объеме InN. Краевые дислокации существенно влияют на концентрацию и рассеяние электронов в пленках n-InN и на электролюминесценцию светоизлучающих структур InGaN/GaN [1, 15, 16]. В работе [15] исследуется влияния краевых дислокаций и комплексов дефектов с глубокими уровнями на электролюминесценцию светоизлучающих структур InGaN/GaN с множественными квантовыми ямами. Показано, что увеличение плотности краевых дислокаций приводит к существенному уменьшению эффективности светоизлучающих структур. Наряду с краевыми дислокациями на поверхности структур InGaN/GaN наблюдаются дефекты типа канав (V-дефекты), а также дефекты, которые авторы [17] обнаружили и назвали trenchlike features дефекты.

По данным [5, 18], определенным методом аннигиляции позитронов, основным точечным дефектом в InN и In_xGa_{1-x}N выявляется вакансия V_{In} с концентрацией до $7 \cdot 10^{17}$ см⁻³. Концентрация вакансий существенно возрастает по мере приближения к interface пленка – подложка. В пленках, выращенных при низких температурах образуются комплексы вакансий $V_{In-n}V_N$ в приповерхностном слое пленки. Вакансии азота (V_N) наблюдаются как в только что выращенных,

так и в облученных образцах InN [5]. По данным расчета V_N являются мелкими донорами, V_{In} и межузельные атомы азота, занимающие октаэдрические места, являются глубокими акцепторами, энергия образования вакансий, межузельных атомов и антиструктурных дефектов In и N велика [4].

InN имеет пьезоэлектрический коэффициент на порядок выше, чем для других III–V полупроводников, что приводит к сильному влиянию пьезоэлектричества на его электрические и оптические свойства и характеристики приборов [19].

InN является одним из перспективных кандидатов для спинтроники благодаря большому времени релаксации спина электрона и сильному спин орбитальному спариванию [20]. Пленки $In_xGa_{1-x}N$ перспективны для создания терагерцовых генераторов и детекторов на частотах 0.3–3 ТГц [21].

С использованием экспериментальных данных проведен расчет зависимости ширины запрещенной зоны E_g от состава твердого раствора $In_xGa_{1-x}N$ и определен характер отклонения от линейной зависимости E_g от постоянной решетки [22].

В работе [23] по данным измерения рекомбинации для эмиссии фотонов с энергией близкой к E_g в тонких пленках InN с концентрацией электронов $6 \cdot 10^{18} - 1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, подвижностью 757–115 $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ определено излучательное время жизни электронов.

- [1] E.Baghani, S. K. O'Leary. Appl. Phys. Lett, **99**, 262106 (2011).
- [2] N. A.Masyukov, A. V. Dmitrieva. J. Appl. Phys., **109**, 023706 (2011).
- [3] V. Yu. Davydov, A. A. Klochikhin et al. Phys. Stat. Solidi B, **229**, R1(2002).
- [4] A.Janotti, J. L. Lyons et al. Phys. Stat. Solidi A, **209**, No.1, 65, (2012).
- [5] C.Rauch, F.Reurings et al. Phys. Stat. Solidi A, **207**, No. 5, 1083 (2010).
- [6] J. W. Ager, N. R. Miller. Phys. Stat. solidi A, **209**, №1, 83 (2012).
- [7] X.Wang, S Liu, N Ma. et al Appl. Phys. Express, 015502(2012).
- [8] N.Miller, E. E.Haller, G.Koblmueller et al. Phys. Rev., **B 84**, 075315 (2011).
- [9] V.Blant, T. S.Cheng, N. J.Jeffs et al. Mater. Sci. Eng., B, **59**, 218 (1999).
- [10] R. E.Jones, K. M.Yu, S. X. Li et al. Phys. Rev. Lett., **96**, 125505 (2006).
- [11] V. Yu.Davydov, A.Klochikhin et al. Appl. Phys. Lett., **91**, 111917 (2007).
- [12] K.Wang, N.Miller, R.Iwamoto et al. Appl. Phys. Lett., **98**, 042104 (2011).
- [13] N Ma., X. Q.Wang, S. T. Liu et al. Appl. Phys. Lett., **98**, 192114 (2011).
- [14] O.Bierwagen, S.Choi, J. S. Hall et al. Phys. Rev. B., **85**, 165205 (2012).
- [15] A.Armstrong, T.Henry A. et al. Appl. Phys. Lett., **101**, 162102 (2012).
- [16] E.Kalesaki, J.Kioseoglou, L.Lymperakis et al. Appl. Phys. Lett., **98**, 072103 (2011).
- [17] J.Bruckbauer, P. R.Edwards, T.Wang et al. Appl. Phys. Lett., **98**, 141908 (2011).
- [18] A. Uedono, S. Ishibashi, T. Watanabe et al. J. Appl. Phys., **112**, 014507, (2012).
- [19] J.Pal, G.Tse, V.Haxha et al Phys. Rev.B., **84**, 085211 (2011).
- [20] F. H.Mei, N.Tang, X. Q.Wang et al. Abstracts of Inter. Workshop on Nitrid. Semicond. Oct. 14-19. 2012. Sapporo. Japan, IWN 2012, P. 477.
- [21] A.Gauthier-Brun, J. H.Teng, et al. Appl. Phys. Lett., **100**, 071913 (2012).
- [22] I.Gorczyca, T.Suski, N. E. Christensen et al. Appl. Phys. Lett., **96**, 101907 (2010).
- [23] D.-J.Jang, A.Mohanta, C.-F.Tseng et al. Abstracts of Inter. Workshop on Nitrid. Semicond. Oct. 14-19. 2012. Sapporo. Japan, IWN 2012, P. 477.

INDIUM NITRIDE – IMPURITIES AND DEFECTS

S.S. Khludkov, I.A.Prudaev, O.P.Tolbanov

Siberian Physicotechnical Institute, Tomsk State University. Novosobornaya, 1, 634050, Tomsk
tel: (3822)413434, e-mail: Khludkov@pochta.ru

Solid solutions InN–GaN are used widely for fabrication of LEDs and other devices. However InN was one of poorly studied semiconductor. The review of recent literature data about physical properties of InN, impurities and defects will be made in this report.

ИЗМЕНЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПРИ НЕПРЕРЫВНОМ ОБЛУЧЕНИИ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ И "ЭФФЕКТ ПАМЯТИ" В НИТРИДАХ

Я.В. Кузнецова, М.В. Заморянская*

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук. Политехническая, 26, 194021, Санкт-Петербург, тел. +7(812)2927382, e-mail: yana@mail.ioffe.ru

Известно, что в оптоэлектронных устройствах на основе III-N в ряде случаев наблюдается резкое изменение электролюминесцентных свойств [1]. Вопрос стабильности люминесценции светодиодов является одним из ключевых предметов дискуссий, но на данный момент не имеет однозначного объяснения. Поэтому вопрос о длительной стабильности люминесценции во времени является актуальным.

Данная работа посвящена изучению длительного изменения люминесценции во времени при непрерывном облучении электронным пучком. Речь идет о процессах с характерными временами единицы-десяти минут. Аналогичные процессы наблюдались ранее в других материалах (таких как GaAs или Si) [2, 3]. Существует ряд работ [4-8], посвященных изучению этого явления в нитридах, но единой точки зрения о причине этого эффекта нет. Различными авторами предлагались следующие механизмы, являющиеся причиной длительного изменения люминесценции во времени: электрически активные поверхностные состояния, модификация дефектов при облучении электронным пучком, образование, миграция или отжиг точечных дефектов, перезарядка многозарядных центров.

В работе исследовались слои и гетероструктуры, выращенные различными методами (молекулярно-пучковой эпитаксией с плазменной активацией азота PA MBE, осаждением металлоорганических соединений из газовой фазы MOCVD и хлоридно-гидридной газофазной эпитаксией HVPE). В качестве основного экспериментального метода был использован метод катодолуминесценции (КЛ), позволяющий изучать изменение интенсивности люминесценции при непрерывном облучении электронным пучком.

В объемных слоях GaN наблюдалось увеличение интенсивности КЛ различных полос, (переход зона-зона (3.4 эВ), "желтая" полоса люминесценции (2.2 эВ) (Рисунок 1)). Было показано, что явление увеличение интенсивности наблюдалось только при малых энергия электронного пучка (1 ÷ 5 кэВ). Поэтому был сделан вывод, что эффект связан с приповерхностным слоем образца толщиной около 50 нм.

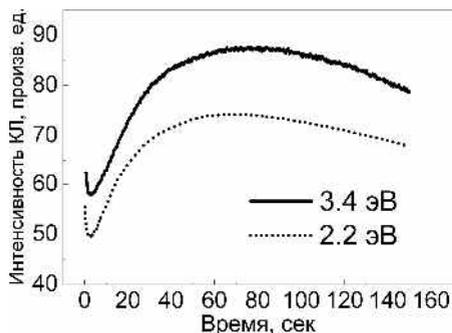


Рис. 1. Изменение интенсивности КЛ объемных слоев GaN при непрерывном облучении электронным пучком: увеличение интенсивности полосы КЛ, связанной с переходом зона-зона (3.4 эВ), и "желтой" полосы (2.2 эВ).

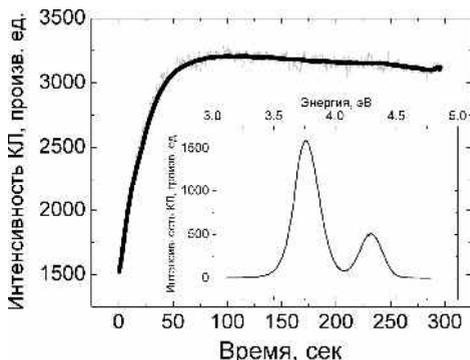


Рис. 2. Изменение интенсивности КЛ полосы, связанной с люминесценцией КЯ в структуре AlGaN. На вставке: спектр гетероструктуры, состоящей из полос КЛ КЯ (3.77 эВ) и КЛ волновода (4.3 эВ).

Эффект увеличения интенсивности также наблюдался в гетероструктурах AlGaIn и InGaIn. В качестве "тестового" слоя для изучения изменения интенсивности КЛ была выбрана квантовая яма, расположенная в структурах на глубине 75 нм и более. Было показано, что в ряде структур наблюдается аналогичное увеличение интенсивности КЛ КЯ.

В серии гетероструктур были изучены транспортные свойства по методике, предложенной в работе [9]. Была обнаружена корреляция между размерами области транспорта носителей заряда в гетероструктурах и наличием явления разгорания люминесценции КЯ: длительное изменение интенсивности КЛ наблюдалось только в структурах, в которых транспорт носителей заряда в активную область подавлен. Было показано, что эффект увеличения интенсивности КЛ связан с захватом носителей заряда на интерфейсы в гетероструктуре, в первую очередь, интерфейсы волновод-КЯ.

Как в слоях, так и в гетероструктурах наблюдался "эффект памяти" – люминесцентные свойства облученной области не восстанавливались в течение нескольких дней (вплоть до месяцев) при хранении в атмосфере при комнатной температуре. Было показано, что нагрев в течение ~30 мин при температурах $130 \div 180^\circ\text{C}$ приводит к высвобождению носителей заряда из состояний ловушек в приповерхностной области (в объемных слоях) и на интерфейсах (в гетероструктурах), восстановлению люминесцентных свойств.

В работе предложена модель, количественно описывающая медленное изменение интенсивности под воздействием непрерывного облучения электронным пучком, связанное с захватом носителей заряда на состояния ловушек. Экспериментально проверены следствия предложенной модели. В частности, было показано, что энергия активации ловушек составляет 50 ± 25 мэВ, что коррелирует с температурой нагрева, необходимой для восстановления люминесцентных свойств.

- [1] G. Meneghesso et al. Proc. of International Workshop on Nitride Semiconductors 2012, (Sapporo, Japan, 14-19 October 2012) p.1367.
- [2] T. Egawa et al. Appl. Phys. Lett. **64** (11), 1401 (1994).
- [3] E.V. Kolesnikova et al. Physica B **404**, 4653 (2009).
- [4] V.A. Joshkin et al. Appl. Phys. Lett. **71**, 234 (1997).
- [5] M. Toth et al. MRS Proceedings Fall meeting Symp. G3.30 (1998).
- [6] Y.C. Chang et al. Appl. Phys. Lett. **80**, 2675 (2002).
- [7] B. Sieber. J. Phys.: Condens. Matter **18**, 1033 (2006).
- [8] П.С. Вергелес и др. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования **10**, 33 (2011).
- [9] A.A. Shakhmin et al. Phys. Status Solidi C **9** (8-9), 1840 (2012).

INCREASING OF LUMINESCENCE INTENSITY UNDER STATIONERY ELECTRON BEAM IRRADIATION AND "MEMORY EFFECT" IN NITRIDES

*Ya.V. Kuznetsova**, *M.V. Zamoryanskaya*

Ioffe Institute, Polytekhmicheskaya Street, 26, 194021, St. Petersburg,
phone. +7(812)2927382, e-mail: [yana@mail.ioffe.ru](mailto: yana@mail.ioffe.ru)

Effect of long-lasting increasing of luminescence intensity under stationery electron beam irradiation was examined. Cathodoluminescence (CL) was chosen as main experimental technique because it allows to irradiated sample with electrons and obtain luminescence data simultaneously.

Increasing of CL intensity with typical times of tens - hundreds seconds was observed on bulk GaN layers (Fig. 1) and AlInGaIn heterostructures (Fig. 2) grown by different techniques. It was shown that the effect is connected with surface states (bulk layers) or interfaces between quantum well and waveguide (heterostructures). These states trap charge carriers that lead to changing of CL intensity. It was found that charge carriers are trapped during long period (days - months) at room temperature in atmosphere. Releasing of charge carriers occurs after sample heating up to the temperatures $130 \div 180^\circ\text{C}$ during 30 min. A model of the effect observed was suggested and discussed.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МАСКИ SiO₂/Cr ДЛЯ ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОГО ТРАВЛЕНИЯ СЛОЕВ AlGaN

Д.Ю. Протасов*, Т.В. Малин, Н.Р. Вицина, Н.А. Валишева, Ф.Н. Дульцев, К.С. Журавлев

ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, 633090, Новосибирск,

тел. +7(383)3331954, e-mail: protasov@isp.nsc.ru;

Соединения на основе нитридов III-ей группы на сегодняшний день находят широкое применение для создания таких оптоэлектронных устройств, как приёмников ультрафиолетового излучения, светодиодов и синих лазеров, а также мощных высокочастотных и высокотемпературных транзисторов. Травление является необходимой операцией для создания подобных устройств, но жидкостное травление нитридов затруднено их высокой химической инертностью. Поэтому широкое распространение получили методы плазменного травления нитридов в хлор-содержащей смеси газов, которое обеспечивает высокую скорость травления. Однако в этом случае возникает проблема правильного выбора фоторезиста, так как травление происходит в агрессивной среде и при высоких мощностях плазмообразования, что приводит к повреждению и протравливанию фоторезистивной маски [1]. Для решения этой проблемы широко применяются металлические маски на основе Au [2] или Ni [3].

В данной работе изучалось травление слоев AlGaN с использованием маски на основе Cr/SiO₂. Слой SiO₂ осаждался методом PECVD на обезжиренную поверхность AlGaN при температуре 190°C. Затем на поверхность диоксида кремния термическим распылением напылялся Cr толщиной 1000÷1500 нм. Маска изготавливалась в полученной двухслойовой структуре методом однократной прямой фотолитографии последовательным травлением сначала в водном растворе сернистого церия с добавлением серной кислоты, а затем в буферном травителе. Травление мез проводилось в камере установки PlasmLab System 100 в смеси газов BCl₃:Ar:N₂=15:17:6 sccm (параметры: P-3×10⁻³ Торр, RF – 150 Вт, ICP – 500 Вт). Средняя скорость травления в таком режиме была 95 нм/мин при селективности травления слоя AlGaN и маски порядка 6:1.

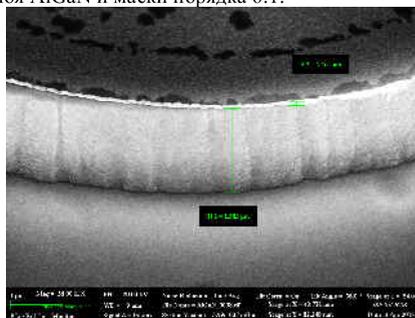


Рисунок 1. Изображения тестовых *pin*-диодов, полученные с помощью вторичной электронной микроскопии: а) Меза без металлизации; б) Меза с металлическим контактом; в) Вид на мезу сверху.

Контроль глубины травления необходимо осуществлять без снятия маски, так как в случае недостаточной глубины травления придется повторно наносить маску и делать фотолитографию. Использование для этого случая интерференционной микроскопии затруднено, так как нетравленная поверхность защищена металлической маской. Поэтому глубина травления определялась при помощи метода эллипсометрии. Для слоев AlGaIn применение метода эллипсометрии не является простой задачей по двум причинам: во-первых, слои достаточно толстые (на их толщине укладывается много периодов волны света), во-вторых, подложка (сапфир) имеет показатель преломления меньше, чем показатель преломления исследуемой пленки. Решение обратной задачи в этом случае неоднозначно, поэтому для повышения точности определения толщины пленки применялись многоугловые измерения на пяти углах. Для определения показателя преломления AlGaIn и уточнения показателя преломления сапфира была независимо измерена начальная толщина пленки AlGaIn по изображению, полученному методом вторичной электронной микроскопии. Эти данные были использованы в дальнейшем для определения толщины пленки AlGaIn в процессе ее травления.

На рисунке 1 показаны изображения тестовых *p-i-n* диодов, полученные при помощи электронной микроскопии. На рис. 1а под углом 36° показана боковая поверхность мезы глубиной 1.5 мкм после удаления маски Cr/SiO₂. Верхняя поверхность мезы свободна от дефектов, что свидетельствует об отсутствии локальных протравов маски. На рис.1б изображена меза, на поверхности которой сформирован омический контакт Ni/Au к слою *p*-AlGaIn. Изображение боковой поверхности слоя металла позволяет заключить, что наблюдаемая пятнистая структура на металле находится на его поверхности, и не проникает в него достаточно глубоко. Из анализа изображения на рис. 1в можно определить, что вертикальный наклон стенок не превышает 10° . Наклон стенок объясняется тем, что при изготовлении маски методом прямой фотолитографии её края всегда получаются тоньше, и постепенно протравливаются. Поэтому наклон боковых поверхностей при травлении можно уменьшить, если формировать верхний металлический слой маски методом взрывной фотолитографии.

Работа частично поддержана РФФИ (грант 13-02-00985, 12-02-00930 и 12-02-00453).

Изображения тестовых *pin*-диодов были получены на оборудовании ЦКП «НАНОСТРУКТУРЫ».

[1] D. S. Rawal et al, IEEE TRANS. PLASMA SCI., **40**(9), 2211 (2012).

[2] Е.М.Рамушина и др.,Тез. докладов 4-го Всероссийского совещания «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы» (Санкт-Петербург, 18-19 сентября 2000 года) с. 69.

[3] Е.М. Аракчеева и др., ЖТФ, **75**(2), 78 (2005).

SiO₂/Cr MASK FOR PLASMA ETCHING OF AlGaIn LAYERS

*D.Yu. Protasov, T.V. Malin, N.R. Vicina, N.A. Valisheva, F.N. Dultsev
K.S. Zhuravlev*

Rzhanov Institute of Semiconductors Physics, pr. Lavrentieva, 13, 630090, Novosibirsk,
phone. +7(383)3331954, e-mail: protasov@isp.nsc.ru;

The simple SiO₂/Cr mask was used for plasma etching of AlGaIn layers. Firstly the SiO₂ layer was grown by PECVD method on cleaned surface of AlGaIn at temperature 190°C. Thereafter the Cr layer with thickness 1000÷1500 nm was deposited. The mask was formed by one direct photolithography process with help of etching in water solution of cerous sulphate and dipping acid, and after that in buffered HF solution. The average etch rate is 98 nm/min, the tilting of mesas wall from normal less than 10° and etch rate selectivity for AlGaIn and mask is about 6:1.

ОСОБЕННОСТИ УДЕЛЬНОГО КОНТАКТНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ОМИЧЕСКИХ КОНТАКТОВ К n^+ -GaN ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

А.В. Саченко¹, А.Е. Беляев¹, Н.С. Болтовцев², Р.В. Коначова¹, В.Н. Шеремет¹

¹Институт физики полупроводников им. В.Е.Лашкарева НАН Украины.
пр. Науки, 41, 03028, Киев, Украина, тел. +38(044)525-61-82, e-mail: konakova@isp.kiev.ua

²Государственное предприятие НИИ «Орион»,
ул. Эжена Потье, 8а, 03057, Киев, Украина, e-mail: bms@i.kiev.ua

Экспериментальные работы по изучению температурных зависимостей контактного сопротивления омических контактов $\rho_c(T)$ на основе полупроводников A_3B_5 в диапазоне от гелиевых до комнатных температур практически отсутствуют. Только в работах [1,2] были исследованы зависимости $\rho_c(T)$ для контактов к арсениду галлия в диапазонах температур от 10 до 300 К и от 30 до 300 К, соответственно. Температурные зависимости трактовались исходя из термополового механизма токопрохождения в предположении, что барьер обеспечивается разрывом зон в гетеропереходе. Однако в этом подходе остается необъяснимым наличие насыщения $\rho_c(T)$ в зависимости от температуры в области достаточно низких температур.

Нами были экспериментально исследованы температурные зависимости удельного сопротивления омического контакта $\rho_c(T)$ к GaN с уровнем легирования $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Измерения были проведены в диапазоне температур 4.2 – 300 К. Результаты приведены на рисунках 1, 2. Как видно из рис. 1, в области температур ниже 50 К наблюдалось насыщение $\rho_c(T)$, что обеспечивается сильным вырождением полупроводника в приконтактной области, а также чисто туннельным прохождением электронов через барьер.

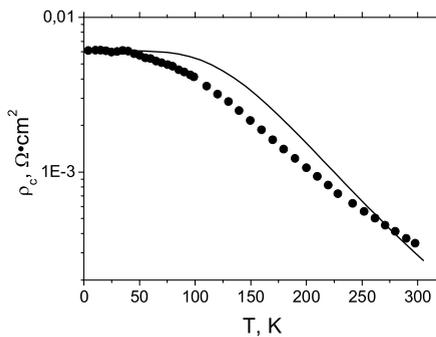


Рис. 1 Зависимость $\rho_c(T)$ омического контакта Au-Ti-Al-Ti-GaN: точки — эксперимент, линия — теория

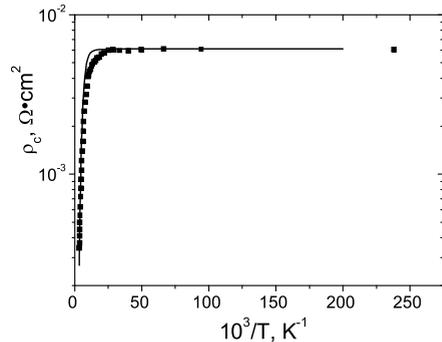


Рис. 2 Зависимость $\rho_c(10^3/T)$ омического контакта Au-Ti-Al-Ti-GaN: точки — эксперимент, линия — теория

В принципе, туннельный ток в окрестности $T=0$ К описывается выражением, полученным в работе Падовани, Стреттона [3], однако плотность туннельного тока J_{FE} можно записать в более простом и компактном виде

$$J_{FE} = \frac{q}{4} N_d V_n \left[\exp\left(-\frac{\Phi_b - E_{f \text{ lim}} - qV}{E_{00}}\right) - \exp\left(-\frac{\Phi_b - E_{f \text{ lim}}}{E_{00}}\right) \right]. \quad (1)$$

здесь q - элементарный заряд, N_d - концентрация электронов, равная концентрации мелких доноров, $V_n = \sqrt{2E_{f \text{ lim}}/m_n^*}$ - предельная скорость движения электронов, m_n^* - эффективная масса электрона, $E_{f \text{ lim}} = (3\pi^2)^{2/3} \hbar^2 N_d^{2/3} / 2m_n^*$ - предельная энергия Ферми, Φ_b - потенциальная энергия электрона, т.е. высота барьера, $E_{00} = 0.054((m_0/m_n^*)(N_d/10^{20})(11.7/\epsilon_s))^{0.5} \text{ eV}$ - характеристическая энергия туннелирования, V - приложенное напряжение. Энергия Ферми E_f при сильном вырождении полупроводника равна максимальной кинетической энергии Ферми - газа при абсолютном нуле температуры. Выражение для нее, в частности, приведено в [4] и имеет такой вид

$E_f = E_{f0} = \frac{\hbar^2}{2m^*} (3\pi^2 N_d)^{2/3}$, здесь \hbar - постоянная Планка. Выражение для туннельного удельного контактного сопротивления $\rho_c(T)$ получается дифференцированием плотности туннельного тока (1) по приложенному смещению и после дифференцирования принимает вид

$$\rho_c = \frac{4 E_{00}}{q^2 N_d V_n} \left[\exp\left(\frac{\Phi_b - E_{f \text{ lim}}}{E_{00}}\right) \right]. \quad (2)$$

В области более высоких температур, когда токопрохождение определяется термополювым механизмом, для зависимости $\rho_c(T)$ можно воспользоваться соответствующим выражением, приведенным в [5]

$$\rho_{tp} = \frac{k\sqrt{E_{00}} \cosh\left(\frac{E_{00}}{kT}\right) \coth\left(\frac{E_{00}}{kT}\right)}{A \left(\frac{m^*}{m_0}\right) T q \sqrt{\pi(\Phi_c - E_f)}} \exp\left[\frac{\Phi_c - E_f}{E_{00} \coth\left(\frac{E_{00}}{kT}\right)} + \frac{E_f}{kT} \right], \quad (3)$$

где A - константа Ричардсона.

С другой стороны, выражение для удельного контактного сопротивления при реализации термополювого механизма можно получить на основе (2), если учесть температурные зависимости средней скорости электронов и их характеристической энергии E_0 , где $E_0 = E_{00} \coth(E_{00}/kT)$. При этом

$$\rho_{tp}(T) = \frac{4 E_0}{q^2 N_d V_n(T)} \left[\exp\left(\frac{\Phi_b - E_f}{E_0}\right) \right], \quad (4)$$

где $V_n(T) = \left(\frac{2\bar{E}(T)}{m^*}\right)^{0.5}$, $\bar{E}(T) = \frac{1}{E_{f \text{ lim}}} \int_0^\infty \varepsilon^{5/2} \left(-\frac{\partial F}{\partial \varepsilon}\right) d\varepsilon$, а F - функция Ферми-Дирака.

Формула (4) переходит в (1) в случае $T \rightarrow 0$, а при $T > 0$ неплохо совпадает с выражением (3).

Как видно из рис. 1, при $T \leq 40$ К величина $\rho_c(T)$ практически является постоянной, а при $T \geq 40$ К убывает с ростом температуры. Перестроив зависимость $\rho_c(T)$ в координатах $\rho_c(1000/T)$, легко убедиться в том, что при $T > 100$ К полученные зависимости являются экспоненциальными. Теоретическая кривая построена с использованием формулы (4). Как видно из рисунка, согласие между экспериментальной и теоретической зависимостью удовлетворительное.

[1] Eric D. Marshall, Masanori Murakami In Contacts to Semiconductors. Fundamentals and Technology. Ed. Leonard J. Brillson. Noyes Publ. N.J. USA, 1993, p. 1-66

[2] L.S. Yu, L.S. Wang, E.D. Marshall. Et.al. J. Appl. Phys. 65(4), 1621 (1989)

[3] F.A. Padovani, R. Stratton, Sol. St. Electron, 9(7), 695(1966)

[4] А.И. Ансельм Введение в теорию полупроводников. СПб, Лань, 2008

[5] S.M. Sze, K.Ng. Kwok. Physics of Semiconductor Devices. A John Wiley & Sons Inc. Publ. 2007.

THE FEATURES OF CONTACT RESISTIVITY OF OHMIC CONTACTS TO n^+ -GaN AT LOW TEMPERATURES

A.V. Sachenko¹, A.E. Belyaev¹, N.S. Boltovets², R.V. Konakova¹, V.N. Sheremet¹

¹V. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, NAS of Ukraine

41 Nauky Prosp., 03028 Kyiv, Ukraine; Tel. +38 (044) 525-61-82; e-mail: konakova@isp.kiev.ua

²State Enterprise Research Institute "Orion"

51 Degtyarevskaya St., 03057 Kyiv, Ukraine; e-mail: bms@i.kiev.ua

We studied temperature dependence of contact resistivity, $\rho_c(T)$, of Au-Ti-Al-Ti- n^+ -GaN ohmic contacts in the 4-300 K temperature range. The doping level of n^+ -GaN was $\sim 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. It was shown, both experimentally and theoretically, that tunnel mechanism of current flow is realized in strongly degenerate semiconductor at temperatures below 50 K, while thermofield mechanism of current flow takes place in the 50-300 K temperature range.

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ FREE-STANDING СЛОЕВ GaN, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ HVPE НА САПФИРЕ И ОТОЖЖЕННЫХ В РАСПЛАВЕ ВИСМУТА

*С. Д. Раевски¹, Ю. В. Жилев², К. Д. Сушкевич¹,
Л. В. Горчак¹, В. М. Ботнарюк¹, А. В. Коваль¹*

¹Молдавский госуниверситет, ул. Ал. Матеевича, 60, MD 2009, Кишинев, Молдова

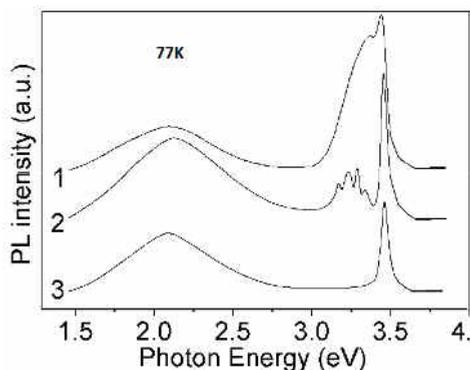
²ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, 194021, С.-Петербург, Россия
raevskis@mail.ru

Нитрид галлия является основным полупроводником в оптоэлектронике, перспективным для изготовления высокотемпературных и высокочастотных устройств. На его основе созданы эффективные светодиоды и лазеры, излучающие в зелено-голубом диапазоне. Ввиду отсутствия собственных подложек, излучающие структуры приборов выращивают, в основном, на сапфире. Несоответствие по постоянной решетки, коэффициенту термического расширения и по другим параметрам позволяет создавать исключительно напряженные структуры, что отрицательно влияет на параметры приборов, сокращая срок их эксплуатации. Получение подложек GaN остается поэтому актуальной задачей полупроводникового материаловедения. Ранее нами были выращены слои GaN площадью $\sim 1 \text{ см}^2$ и толщиной до 1 мкм, автосепарирующиеся от сапфировых подложек по завершении процесса роста. Некоторые свойства таких слоев представлены в [1]. Следует отметить, что выращенные FS-слои обладают некоторой неоднородностью по толщине, вызванной различными условиями роста буферного и собственно слоя GaN. Эта неоднородность частично устраняется отжигом в аммиаке. В данной статье приведены результаты исследования влияния отжига в расплаве висмута на люминесцентные свойства FS-слоев GaN. Висмут обладает относительно слабой химической активностью, низкой температурой плавления. Отсутствие химических соединений между Bi и Ga, между Bi и N, большой атомный радиус Bi указывают на малую вероятность внедрения его в нитрид галлия и образования дефектов типа Bi_{Ga} , Bi_{N} , Bi_i . Вследствие этого можно ожидать не только улучшения однородности, но и очистки FS-GaN в результате высокотемпературного отжига. Эффект очистки другого соединения 111-V (GaAs) отжигом в расплаве Bi наблюдали в [2].

Слои выращивали методом HVPE в горизонтальном кварцевом реакторе при давлении, близком атмосферному, в два этапа. На первом этапе буферный слой осаждали при 800K в течение 30 минут, а на втором - слой GaN при 1180K в течение 6 часов. На всех этапах роста Ga-источник находился при 1120 K. В качестве исходных веществ использовали водород, аммиак, галлий металлический и хлористый водород высокой степени чистоты (5 N). Рост осуществляли на сапфировых подложках кристаллографической ориентации (0001) толщиной 350 мкм. Соотношение потоков H_2/NH_3 составляло 2:1. Расход хлористого водорода над Ga-источником - 18 ml/min. При таких условиях получены самоотделяющиеся free-standing (FS) слои GaN толщиной порядка 300 мкм. Для отжига использовали образцы, отколотые от одного и того же FS-слоя GaN. Отжиг осуществляли в вакуумированных кварцевых ампулах при температурах 900, 1000, 1100, 1220 и 1320K с выдержкой при каждой температуре в течение двух часов. Соотношение объема Bi к объему образца GaN в ампулах составляло 20:1. Серию образцов отжигали при 1100K в течение 70 часов при соотношении объемов Bi:GaN, составляющем 60:1. Использовали висмут высокой чистоты, Bi 000(5N).

Возбуждение люминесценции образцов, находящихся при 77K, осуществляли азотным лазером ($\lambda=337 \text{ nm}$). Спектры фотолюминесценции анализировали монохроматором МДР-23 и регистрировали по стандартной схеме синхронного детектирования.

На рисунке, кривая 1, представлен спектр фотолюминесценции (ФЛ) лицевой поверхности исходного образца FS-GaN. Спектр состоит из двух перекрывающихся полос в области энергий 3,02-3,594 eV. Одна из них (Ф-полоса) широкая, с максимумом вблизи 3,369 eV и полушириной $\Delta W \sim 290 \text{ meV}$; другая (KB-полоса) узкая и центрирована вблизи 3,454 eV.



Наблюдалась и слабая желтая полоса (Y) с максимумом вблизи 2,138-2,175 eV. Спектр ФЛ буферной поверхности представлен на рисунке кривой 2. В коротковолновой области наблюдается только асимметричная коротковолновая полоса ($\Delta W \sim 35$ meV) с более пологим спадом в высокоэнергетическую сторону. Ф-полоса расщепляется на две полосы. Одна (Φ_1) - с максимумом вблизи 3,351 eV, со своим LO-фононным повторением вблизи 3,263 eV (Φ_1 - 1LO); другая (Φ_2) - с максимумом вблизи 3,307 eV и LO-фононным повторением при 3,221 eV (Φ_2 - 1LO). Упомянутая выше Y-полоса также присутствует.

Визуальным обследованием буферных поверхностей установлено, что разложение слоев в расплаве висмута начинается при 1100K. При этом потеря массы за 2 часа отжига незначительна, структура спектров ФЛ обеих поверхностей становится одинаковой, аналогичной структуре лицевой поверхности исходного образца, а интенсивность КВ-полосы возрастает в 2 раза. При температуре отжига 1320K потери массы образцов составляют 20-25%.

Отжиг при 1100K, при соотношении объемов Bi:FSGaN=60:1, в течение 70 часов существенно модифицирует структуру спектров ФЛ. Снятые с обеих поверхностей слои, они становятся идентичными. Спектр состоит только из узкой КВ-полосы с максимумом вблизи 3,454 eV и Y-полосы, кривая 3. Полоса $\Phi(3,369)$ не проявляется. Интенсивность КВ-полосы несколько уменьшается по сравнению с интенсивностью буферной поверхности исходного образца, а ее полуширина сужается до 20-25 meV. Форма и интенсивность Y-полосы существенно не изменяются.

[1] Yu.V.Zhilyaev et al. MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.481, G6(1999)p.481-484,Boston.

[2] Н.А.Якушева, К.С.Журавлев, О.А. Шерай. ФТП,22,2083,(1988),

PHOTOLUMINESCENCE OF THE FREE-STANDING GaN LAYERS GROWN BY HVPE METHOD ON SAPPHIRE AND ANNEALED IN THE BISMUTH MELT

*S.D.Raevski¹, Yu.V.Zhilyaev², K.D.Sushkevich¹,
L.V.Gorchak¹, V.M.Botnariuk¹, A.V.Koval¹*

¹Moldova state university, A. Mateevich str., 60, MD 2009, Kishinev, Moldova

² A.F.Ioffe Physicotechnical Institute of the Russian Academy of Science, Polytechnical str., 26, 194021, St.-Petersburg, Russia

The photoluminescence (PL) spectra of free-standing FS- GaN layers annealed in bismuth melt at 900-1320 K are studied at 77K. Layers grown up by HVPE method on sapphire. It is established that FS-GaN starts to decay in bismuth at 1100K. In spectrum PL of initial samples a number characteristic for GaN bands (KB, Φ , Y) with maxima of radiation is revealed at 3.454, 3.369-3.173 and 2.138- 2.175 eV. As a result of the FS-GaN annealing in bismuth melt a band of area 3.369-3.173 eV disappear, intensity of KB band falls down a little, and band Y does not undergo changes. The PL spectra of a buffer and face surface of layers as a result of annealing get an identical kind, and the centers of radiation belonging it are not found out to bismuth.

ФАЗОВАЯ СКОРОСТЬ ВОЛН ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ НИТРИДОВ ИНДИЯ, ГАЛЛИЯ И АЛЮМИНИЯ

С.А. Сергеев, А.И. Михайлов, О.С. Сениатов, Б.В. Сергеева*

Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского. ул. Астраханская 83, 410012, г. Саратов, тел. +7(8452) 511181, e-mail: semicond@yandex.ru.

Наиболее известным функциональным устройством на волнах пространственного заряда (ВПЗ) в полупроводниках является тонкопленочный усилитель бегущей волны на n-GaAs [1,2]. Одной из отличительных особенностей этого усилителя является широкополосность, которую, однако, не всегда можно рассматривать как полезное свойство. Для реализации частотно-избирательных режимов в [3,4] была предложена новая конструкция полупроводниковой структуры преобразователя частоты миллиметрового диапазона, работа которого основана на параметрическом взаимодействии ВПЗ в полупроводниках с отрицательной дифференциальной проводимостью. Предложенная конструкция содержит выходной элемент связи с электродинамической системой в виде встречно-штыревого преобразователя (ВШП). Для эффективной фильтрации полезных и подавления паразитных спектральных составляющих преобразователя за счет частотно-избирательного выходного элемента связи должны быть выбраны соответствующие параметры ВШП. При определении шага ВШП необходимо точно знать фазовую скорость ВПЗ фильтруемого сигнала.

В [5] был проведен теоретический расчет частотной зависимости фазовой скорости ВПЗ v_{ph} в n-GaAs. Показано, что фазовая скорость ВПЗ может существенно отличаться от дрейфовой скорости электронов v_0 . В [6] показано, что для InP различие между v_{ph} и v_0 не такое существенное и составляет 4-6 %, что связано с меньшей величиной коэффициента диффузии электронов у n-InP по сравнению с n-GaAs.

В данной работе приводятся результаты теоретического исследования влияния диффузии и частотной дисперсии дифференциальной подвижности электронов на фазовую скорость ВПЗ в полупроводниковых структурах на основе нитридов индия, галлия и алюминия.

С помощью известной одномерной модели [7] из уравнений Пуассона и непрерывности получено дисперсионное уравнение и была найдена постоянная распространения ВПЗ $\gamma = \alpha + i\beta$. Фазовая скорость ВПЗ при известной γ может быть рассчитана по формуле: $v_{ph} = \omega/\beta$.

По данной формуле рассчитывались зависимости фазовой скорости ВПЗ от частоты. В расчетах использовались численные значения параметров и величин, характерные для n-InN: $\varepsilon = 14$; для $E_0 = 90$ кВ/см, $v_0 = 3 \cdot 10^7$ см/с, $D = 50$ см²/с; для n-GaN: $\varepsilon = 9,7$; для $E_0 = 200$ кВ/см, $v_0 = 2,8 \cdot 10^7$ см/с, $D = 23$ см²/с; для n-AlN: $\varepsilon = 8,5$; для $E_0 = 750$ кВ/см, $v_0 = 1,5 \cdot 10^7$ см/с, $D = 5$ см²/с. Для нитридов индия и галлия указанным значениям E_0 соответствуют и величины отрицательной дифференциальной подвижности электронов $\mu_d = dv/dE|_{E_0}$, полученные по данным работ [8,9]. На рис. 1 представлены зависимости фазовой скорости ВПЗ v_{ph} от частоты $f = \omega/2\pi$ для нитрида индия (Рис. 1а) и нитрида галлия (Рис. 1б). Параметром в расчетах была концентрация электронов в полупроводнике $n_0 = 10^{14}$ см⁻³ (кривые с номером 1), $5 \cdot 10^{14}$ см⁻³ (2) и 10^{15} см⁻³ (3 и 4). На рисунке 1а для сравнения приведена зависимость v_{ph} от f для $D = 100$ см²/с и $n_0 = 5 \cdot 10^{14}$ см⁻³ (кривая 5). На рис. 1б приведена аналогичная зависимость для n-GaN: $D = 50$ см²/с и $n_0 = 10^{15}$ см⁻³ (кривая 5). Все приведенные на рисунках зависимости получены с учетом частотной дисперсии дифференциальной подвижности электронов за исключением кривых под номером 4, которые получены без учета зависимости μ_d от f для тех же параметров, что и кривые 3. Горизонтальные пунктирные прямые отмечают значения $v_0 = 2,8 \cdot 10^7$ см/с для нитрида галлия и $v_0 = 3 \cdot 10^7$ см/с для нитрида индия.

Из приведенных на рисунке зависимостей видно, что фазовая скорость ВПЗ может отличаться от дрейфовой скорости электронов. При этом на частотах ниже граничной частоты усиливаемых ВПЗ [10] f_c фазовая скорость ВПЗ v_{ph} меньше, чем дрейфовая скорость электронов v_0 , а для частот $f > f_c$ фазовая скорость становится больше v_0 . Анализ показывает, что отличие фазовой скорости ВПЗ от v_0 непосредственно связано с влиянием диффузии. Приведенные результаты свидетельствуют о том, что диффузия замедляет нарастающие ВПЗ и ускоряет затухающие. Различие v_{ph} и v_0 возрастает с ростом концентрации электронов n_0 и может достигать 1-2 % для нитрида индия. Для GaN различие между v_{ph} и v_0 менее существенное, что связано с меньшей величиной коэффициента диффузии электронов D у GaN по сравнению с InN. Проведенный анализ показал, что для AlN различия между v_{ph} и v_0 для данных n_0 пренебрежимо малы, так как у этого соединения коэффициент диффузии электронов значительно ниже, чем у нитридов индия и галлия.

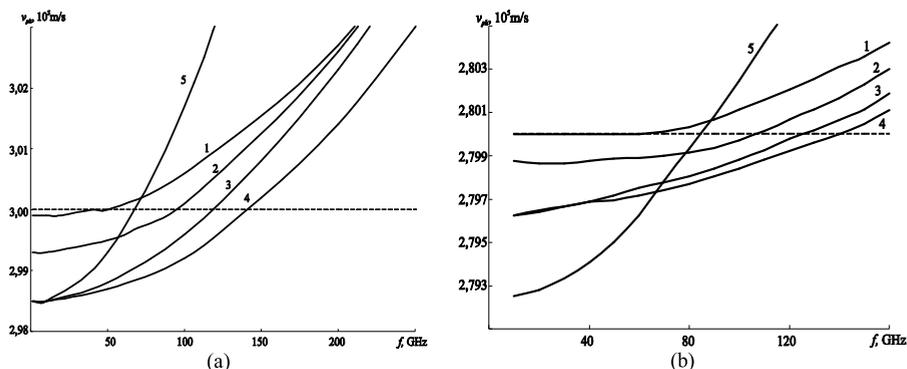


Рис. 1. Зависимости фазовой скорости ВПЗ v_{ph} от частоты $f = \omega/2\pi$ для нитрида индия (а) и нитрида галлия (б)

Отметим также, что различие между v_{ph} и v_0 становится еще более существенным при увеличении D (кривые с номерами 2 и 5 на рис. 1а и кривые 3 и 5 на рис. 1б) и при учете частотной дисперсии дифференциальной подвижности электронов (кривые с номером 3 и 4).

Полученные результаты необходимо учитывать при определении геометрических размеров элементов связи, служащих для преобразования электромагнитных сигналов в ВПЗ и обратно. Это становится особенно важным при разработке функциональных устройств на ВПЗ в тонкопленочных полупроводниковых структурах с ОДП для коротковолновой части СВЧ диапазона, предназначенных для работы в режиме преобразования частот и требующих создания частотно-избирательных элементов связи. Кроме того, значение v_{ph} важно для определения времени задержки сигнала при его переходе от входа к выходу в устройствах на ВПЗ.

- [1] Р. Дин, Р. Матарезе. ТИИЭР, **60**(12), 23 (1972).
- [2] К. Kumabe, Н. Kanbe. Int. J. Electronics, **58**, 587 (1985).
- [3] А.И. Михайлов, С.А. Сергеев, А.А. Горячев. Изв. ВУЗов. Радиоэлектроника, **43** (2), 16 (2000).
- [4] Патент 2138116 РФ, МКИ Н 03 D 7/00, 7/12, Н 01 L 27/095. Преобразователь частоты СВЧ диапазона / А.И. Михайлов, С.А. Сергеев, Ю.М. Игнатъев (РФ). Опубл. 20.09.99. Бюл. № 26.
- [5] А.И. Михайлов, С.А. Сергеев. В сб.: *Вопросы прикладной физики* (Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1998) вып. 4, с. 75.
- [6] А.И. Михайлов, С.А. Сергеев. В сб.: *Вопросы прикладной физики* (Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 2009) вып. 16, с. 38.
- [7] Дж. Кэрролл. *СВЧ-генераторы на горячих электронах* (М., 1972).
- [8] Е. Starikov, Р. Shiktorov, V. Gružinskis, L. Varani, J.C. Vaissière, C. Palermo, L. Reggiani. J. Appl. Phys, **98**, 083701(1-7) (2005).
- [9] Е. Starikov, Р. Shiktorov, V. Gružinskis, L. Varani, J.C. Vaissière, C. Palermo, L. Reggiani. Acta Physica Polonica A. **107** (2), 408 (2005).
- [10] А.И. Михайлов, С.А. Сергеев. Письма в ЖТФ, **25** (4), 85 (1999).

PHASE VELOCITY OF SPACE-CHARGE WAVES IN n-InN, n-GaN AND n-AlN SEMICONDUCTOR STRUCTURES

S.A. Sergeev, A.I. Mikhailov, O.S. Senatov, B.V. Sergeeva
Saratov State University by a name of N.G. Chernyshevsky

Some results of theoretical investigation of the influence of diffusion and frequency dispersion of electrons differential mobility on the phase velocity of space-charge waves propagating in drift beam of electrons in semiconductor structures of indium nitride, gallium nitride and aluminum nitride are given in the paper.

ПРИМЕНЕНИЕ СИММЕТРИЧНЫХ И АСИММЕТРИЧНЫХ СХЕМ РЕНТГЕНОВСКОЙ ДИФРАКТОМЕТРИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МОНО- И ПОЛИ- КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СЛОЕВ ЭЛЕМЕНТОВ ПРИБОРНЫХ СТРУКТУР НА AlGaIn/GaN И Si

А.В.Лютцау, К.Л.Енишерлова*, Э.М.Темпер*

Федеральное Унитарное Государственное Предприятие «Научно-производственное предприятие «Пульсар» 185095 Москва, Окружной проезд 27, 8(495) 366-54-00, e-mail: Enisherlova@pulsarnpp.ru

Кристаллические свойства отдельных монокристаллических слоев многослойных гетероструктур AlGaIn/GaN, AlGaIn/Si и фазовый состав поликристаллических металлических слоев омических контактов оказывают существенное влияние на параметры современных перспективных приборов микроэлектроники, сформированных на этих структурах. В связи с этим, контроль процессов выращивания отдельных слоев гетероструктур и зависимость фазового состава многослойных омических контактов от процессов осаждения и отжига представляется важной задачей формирования приборных структур. В качестве инструмента исследования был выбран неразрушающий метод рентгеновской дифрактометрии (XMD-300 фирмы UNISANTIS), При измерениях использовали схемы симметричных и асимметричных отражений [1]. В случае асимметричных отражений либо первичный рентгеновский пучок, либо дифрагированный, расположены под очень малым углом к поверхности. Информация об интенсивности и форме интерференционных максимумов от таких плоскостей значительно расширяют возможности рентгеновского дифрактометрического метода по отношению к стандартной схеме съёмки «тэта-два тэта».

В качестве исследуемых образцов использовались структуры AlN на подложках кремния (таблица 1) и сапфира (таблица 2), выращенные в различных технологических процессах, а также металлические слои, используемые для омических контактов структур AlGaIn/GaN. Для формирования омических контактов использовалась четырехслойная металлизация Ti/Al/Ni/Au. Жигание металлических контактов проводили путем отжига в потоке азота в печи RTP-600 при T=850 °C в течение 30 сек.

Таблица 1

Номер структуры	Толщина слоя, мкм	Примечание AlN выращен в атмосфере
V-1554-2	0,46	II ₂ (1)
V-1562	0,24	II ₂ (2)
V-1564	0,25	H ₂ + N ₂ (3)

Таблица 2

Номер структуры	Толщина слоя, нм	Режим выращивания H ₂ /N ₂	Режим выращивания Р эм РТ. С.	Режим выращивания Ур ш/ш/ш
AlN-1	300	6,3:1	100	2
AlN-2	960	6,3:1	40	3,2
AlN-3	325	1:2	40	1,09

Положение базовых кристаллографических плоскостей выращенного слоя AlN (100) и подложки Si (111) позволяют наблюдать при асимметричной съёмке отражения от семейства плоскостей {101} AlN. Исследование структур AlN/Si в асимметричной схеме съёмки дает возможность наиболее точно определить FWHM при первичном скользящем пучке и величину интенсивности интерференционного максимума на скользящем дифрагированном пучке. При съёмке в первичном скользящем пучке (угол 1,95°) отражение происходит от плоскости (101) при брегговском угле 19,034°. При съёмке в дифрагированном скользящем пучке (угол встречи 59,08°) отражение происходит от плоскости (110). Сравнение результатов измерения образцов, выращенных в различных технологических процессах, показало, что введение в газовую смесь азота приводит к уменьшению FWHM (скользящий первичный пучок) и увеличению интенсивности интерференционного максимума (дифрагированный скользящий пучок) и, следовательно, к улучшению кристаллической структуры слоя AlN. Обычно это связано с увеличением размеров ОКР при уменьшении их количества.

Результаты исследования показали, что при близких толщинах слоя AlN (таблица 2, образцы AlN-1 и AlN-3) интенсивность интерференционного пика от плоскости (002) AlN (по симметрии решётки отражение от плоскости (001) гаснет) образца AlN-3 в 2,7 раза превышает интенсивность этого же пика образца AlN-1 при меньшей в 1,7 раза FWHM. Такие соотношения измеренных величин интенсивности и полуширины интерференционных пиков показывают, что процентное увеличение доли азота в газовой смеси (образец AlN-3) приводит к улучшению кристаллической структуры слоя AlN на сапфире, также как и на кремнии.

Схема «тэта-тэта» позволяет определять фазовый состав многослойных металлических омических контактов к структурам AlGaIn/GaN и зависимость фазового состава, как от предварительной обработки поверхности, так и от процессов осаждения и отжига. В сложном

покрытии Ti/Al/Ni/Au с толщинами слоёв от 200А до 1500А после отжига были обнаружены фазы, показанные на рис.1.

Обнаруженные фазы $Al_{0.24}GaN$, $Al_{0.33}GaN$, $AlTi$, Al_3Ti , TiN , Al_2Au , включающие осаждённые металлы, дают информацию о зависимости фазового состава от процесса осаждения и отжига. Предварительная обработка в кислородной плазме до осаждения приводит к уменьшению интенсивности интерференционного максимума от плоскости (101) Ti_2O_3 .

Таким образом, показаны возможности использования однокристалльного рентгеновского дифрактометра с применением схем симметричных и асимметричных отражений для оценки параметров кристаллической структуры отдельных слоёв гетероструктур AlGaN/GaN на подложках Si и Al_2O_3 , а также для определения фазового состава многослойных омических контактов к этим гетероструктурам. Полученные результаты позволяют проводить оценку зависимости параметров кристаллической структуры отдельных слоёв AlGaN/GaN и фазового состава Ti/Al/Ni/Au от режимов технологических процессов осаждения и отжига.

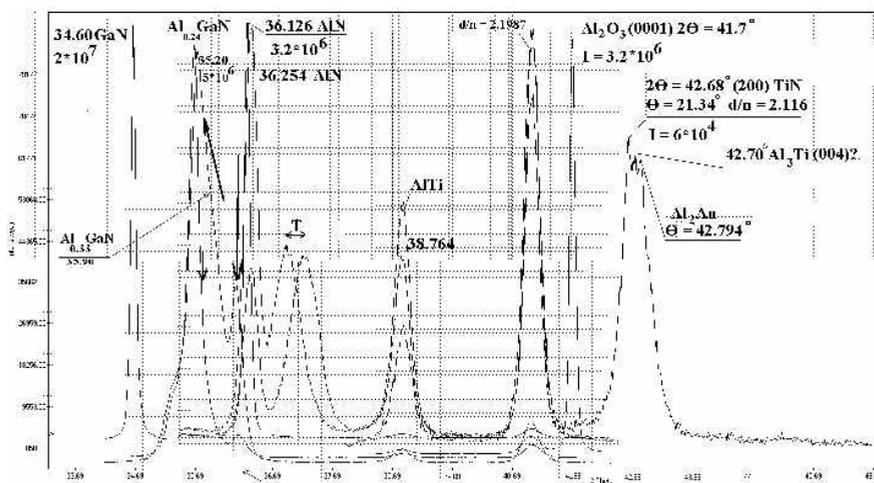


Рис. 1 Дифрактограмма многослойного омического контакта Ti/Al/Ni/Au нанесённого на поверхность AlGaN/GaN после отжига 850С/30с в атмосфере N_2 .

[1] Д.К. Боун, Б.К. Таннер. Высокразрешающая рентгеновская дифрактометрия и топография. – М.: Наука, 2002. – 274 с.

APPLICATION OF THE X-RAY DIFFRACTOMETRY SYMMETRIC AND ASYMMETRIC SHEMES FOR INVESTIGATION OF MONO- AND POLY- CRYSTAL LAYERS OF THE DEVICE STRUCTURE ELEMENTS ON AlGaN/GaN AND Si

A.V.Lutzaу, K.L.Enisherlova, E.M.Temper*

FSUE "S&PE "Pulsar", Moscow, Okružnoi proezd 27, 8(495) 366 54 00,

e-mail:Enisherlova@pulsarnpp.ru

Elements of device structures AlN/Si and AlN/ Al_2O_3 and so the multilayer ohmic Ti-Al-Ni-Au contacts to AlGaN layer have been investigated by XRD method with using of the symmetric and asymmetric schemes of measurement on one-crystal XMD-300 diffractometer. It is shown that these methods allowed to estimate perfection of AlN crystal structure and to determine phase composition of the multilayer ohmic Ti-Al-Ni-Au contacts. Results of measurement are shown that definite increase of N_2 in the $N_2 + H_2$ gas mixture in the technological deposition process allowed to improve AlN crystal structure and that pretreating of AlGaN surface in oxygen plasma before deposition of the Ti-Al-Ni-Au multilayer allowed to decrease formation Ti_2O_3 phase.

ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЕ ФОРМИРОВАНИЕ НИТРИДОВ АЛЮМИНИЯ И ТИТАНА ПРИ ГОРЕНИИ СМЕСЕЙ ДИОКСИДА ТИТАНА С НАНОПОРОШКОМ АЛЮМИНИЯ В ВОЗДУХЕ

***Е.В. Шинкевич**, Ю.А. Амелькович**

Национальный исследовательский Томский политехнический университет. 634050, г. Томск, пр. Ленина 30, тел.: +7 (38-22) 56-34-74, e-mail: hartnett@sibmail.com

Согласно представлениям классической химии формирование соединений азота должно происходить в восстановительной атмосфере или биохимическим путем на катализаторе [1]. Долгое время это направление оставалось единственным [2], но природа реакционной способности системы кислород-азот оказалась сложнее, чем предполагалось: взаимодействие с азотом воздуха в присутствии кислорода при высоких температурах приводит к образованию нитридов в качестве самостоятельных кристаллических фаз [3]. Вместе с тем, при сжигании смесей диоксидов металлов 4-ой группы побочной подгруппы с нанопорошком алюминия (НПАл) в воздухе, в конечных продуктах присутствует 30-40 мас.% нитрида титана [4]. Актуальной является проблема изучения фазового состава продуктов сгорания смесей НПАл с диоксидом титана в воздухе в зависимости от соотношения компонентов смеси.

Целью данной работы было определение фазового состава продуктов сгорания НПАл с диоксидом титана и установление природы процессов формирования нитридов алюминия и титана.

В работе использовали промышленный порошок диоксида титана (марки хч) и нанопорошок алюминия, полученный с помощью электрического взрыва алюминиевых проводников с использованием опытно-промышленной установки УДП-4Г. Принципиальная схема установки для производства НПАл показана на рис. 1.

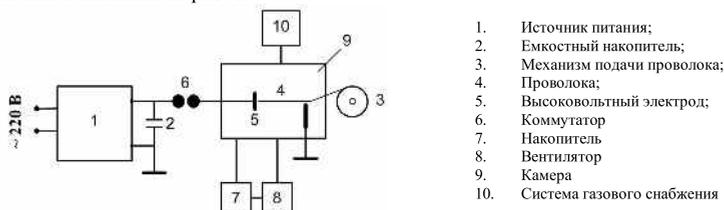


Рис. 1. Принципиальная схема установки для производства нанопорошков в условиях электрического взрыва проводников в газах

Для определения фазового состава исходных порошков и продуктов их окисления проводили рентгенофазовый анализ (РФА) с помощью дифрактометра ДРОН-3,0 (Россия). Для идентификации кристаллических фаз входящих в состав нанопорошков и продуктов их сгорания использовали картотеку JCPDS ICDD.

Из порошков готовили смеси НПАл с TiO_2 путем сухого смешения, которое осуществляли в течение 15 мин. Размер частиц НПАл составлял 90-100 нм., а размер частиц оксидов – 40-60 мкм. Синтез нитридосодержащих продуктов осуществляли в воздухе в условиях теплового взрыва: горение происходило при естественных условиях теплообмена и массообмена.

В соответствии с механизмом горения на низкотемпературной стадии происходит окисление НП алюминия до $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ [реакция (1.1)]:



Реакция (1.1) идет с выделением энергии и продуктов, необходимых для возникновения второй, высокотемпературной стадии горения, в процессе которой газообразные субоксиды алюминия, сформировавшиеся в результате реакции (1.2), реагируют в газовой фазе с активированным высокой температурой азотом воздуха с образованием фазы нитрида алюминия [реакция (1.3)], который при охлаждении окисляется частично.

Учитывая высокую восстановительную способность алюминия, процесс горения нанопорошка алюминия, вероятно, сопровождался восстановлением диоксидов титана до титана с последующим его горением и образованием нитрида по следующей схеме:





Сгорание элементарного титана, возможно, сопровождается образованием летучего субоксида [реакция (1.5)] и его взаимодействием с азотом воздуха [реакция (1.6)]. Содержание нитрида титана в продуктах сгорания зависит от содержания НПАІ в смеси с диоксидом титана (рис. 2).

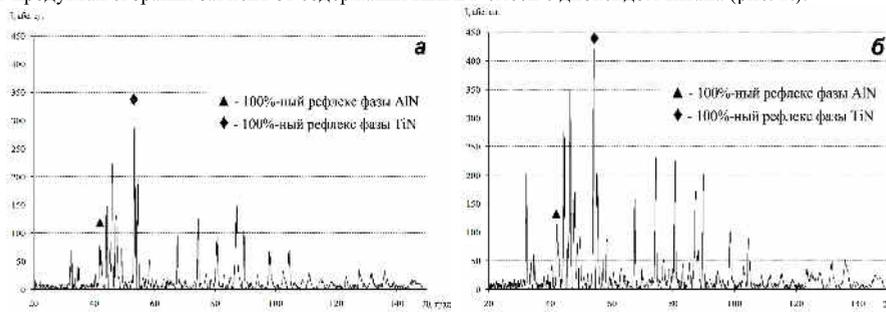


Рис. 2. Рентгенограммы продуктов сгорания смесей нанопорошка алюминия с диоксидом титана: а) 25мас. % НПАІ в смеси; б) 50 мас. % НПАІ в смеси

Согласно рентгенограммам: если при содержании НПАІ 25 мас. % основным продуктом сгорания является AlN, то при содержании – 50 мас. % основной фазой является TiN.

Экспериментально подтверждено, что при сгорании НПАІ в воздухе образуется, в качестве самостоятельной кристаллической фазы нитрида алюминия с выходом более 50 мас.% [5]. Согласно термодинамическим расчетам нитрид алюминия может образовываться в качестве промежуточного продукта горения, но он должен полностью доокисляться кислородом воздуха до соответствующего оксида. Процесс горения НПАІ в воздухе сопровождается колебательными процессами: многократным повышением-понижением скорости роста массы горящего образца и соответствующими этому колебаниями температуры и скорости тепловыделения горящим НПАІ. В этом процессе последовательно образуются продукты сгорания, в которых степень окисления азота составляет -3. При высоких температурах алюминий проявляет сильные восстановительные свойства: диоксид титана восстанавливает до TiO (Ti⁰), и затем происходит формирование нитрида титана.

[1] Новое в химической фиксации азота: Пер. с англ./ Под ред. Дж. Чатта, Л. Камара Пины, Р.М. Ричардса. Мир, 1983.

[2] Денисов Н.Т., Кобелева С.И., Шестаков А.Ф. Механизм восстановления молекулярного азота до гидразина гидроксидом двухвалентного хрома / Кинетика и катализ. 1996. Т. 37. № 4. С. 528-533.

[3] Ильин А.П., Проскуровская Л.Т. Окисление алюминия в ультрадисперсном состоянии на воздухе // Порошковая металлургия. 1990. №9. С. 32-34.

[4] Амелькович Ю.А., Астанкова А.П., Толбанова Л.О., Ильин А.П. Синтез нитридов титана и циркония сжиганием в воздухе смесей их оксидов с нанопорошком алюминия // Новые огнеупоры. 2007. №11. С. 64 – 67.

[5] Ильин А.П., Громов А.А. Горение алюминия и бора в сверхтонком состоянии. Томск: Изд-во Том. Ун-та, 2002

HIGH-TEMPERATURE FORMATION OF NITRIDES OF ALUMINIUM AND TITANIUM DURING COMBUSTION OF MIXTURES OF TITANIUM DIOXIDE WITH ALUMINIUM NANOPOWDER IN THE AIR

E.V. Shinkevich, Ju.A. Amel'kovich*

National Research Tomsk Polytechnic University 634050, Tomsk, Lenin Avenue, 30,
tel.: +7 (38-22) 56-34-74, e-mail: hartnett@sibmail.com

The end-products of combustion aluminum nanopowder and its mixtures with titanium dioxide have been studied in this paper. More than 50 % of nitride of aluminium will stabilize in products of combustion of aluminum powder in the air. Nitrides of titanium stabilized along with the nitride of aluminium in the combustion of mixtures. Nitrides of titanium and aluminium need to be oxidized by atmospheric oxygen according to thermodynamic calculations. But the processes of oxidation of nitrides kinetically slowed down and nitrides are remained in products of combustion.

ФОРМИРОВАНИЕ СПЕКТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ГЕТЕРОСТРУКТУР p-GaN/n-ZnO, ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНО ЛЕГИРОВАННЫХ SE,Yb,Er

М.М. Мездрогина^{1*}, А.Я. Виноградов¹, М.В. Еременко¹, Н.В. Зайцева¹, Ю.А. Шафир²

¹ФТИ им.А.Ф.Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, Россия

²СПбГТУ, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, Россия

e-mail: margaret.m@mail.ioffe.ru

Светоизлучающие структуры (LED) на основе оксида цинка (ZnO) перспективны с точки зрения фундаментальных и прикладных исследований, поскольку ZnO-, широкозонный полупроводник $A^{II}B^{VI}$, характеризующийся набором уникальных физических и оптических свойств, обеспечивающих его использование в различных областях современной техники. [1–3]. Экстремально высокая энергия связи экситонов ($E = 60, 26, 22, 40$ meV для ZnO, GaN, ZnSe и ZnS соответственно) обеспечивает возможность получения высокоэффективного излучения в ультрафиолетовой области при комнатной температуре, связанной с прямой рекомбинацией экситонов. Отмечалось, что ZnO — материал, максимально адаптированный для получения на его основе лазерного излучения в ультрафиолетовом диапазоне при комнатной температуре.

На настоящее время создание *p-n* структур на основе ZnO затруднено, вследствие больших проблем с получением оксида цинка с дырочным типом проводимости (*p*-ZnO). Использование в качестве слоя с дырочным типом проводимости *p*-GaN короткопериодных структур *p-GaN/n-GaN* дает возможность создания гетероструктур на основе данных материалов-*p-GaN/n-ZnO* [4].

Целью данной работы является реализация максимальной интенсивности излучения внутризонного *4f* перехода $^4I_{3/2} - ^4I_{15/2}$ ($\lambda=1540$ nm) для Er в гетероструктурах *p-GaN/n-ZnO*, последовательно легированных тремя редкоземельными ионами: Ce, Yb, Er.

В данной работе пленки *n-ZnO* были получены методом магнетронного распыления мишени из ZnO в газовой смеси Ar+O на переменном токе на различных подложках - кристаллах ZnO, *c-Si* с нанесенным твердофазными реакциями SiC, *p-GaN*, *p-GaN/n-GaN*. При оптимизации процессов напыления *n-ZnO* варьировались температура подложки, давление газовой смеси, мощность разряда. Исследованные пленки *n-ZnO* по данным рентгено-структурного анализа были монокристаллическими.

Легирование РЗИ пленок *n-ZnO* производилось методом диффузии путем последовательного введения РЗИ- Ce, Yb, Er.

Оптические измерения спектров фотолюминесценции (ФЛ) проводились на дифракционном спектрометре СДЛ-2 с обратной линейной дисперсией 1,3 нм/мм в области краевой и примесной люминесценции аморфных и кристаллических пленок, исследуемых в данной работе. Спектральное разрешение (щели) при записи спектров равно 2,6 Å.

В качестве источника излучения, возбуждающего фотолюминесценцию, использовалось несколько типов лазеров. Для возбуждения фотолюминесценции в стационарном режиме:

1) непрерывный He-Cd лазер с длиной волны излучения $\lambda = 325$ nm и мощностью излучения 1 mWt (межзонное возбуждение GaN, ZnO)

2) импульсный азотный лазер типа ЛГИ-21 с длительностью импульса $\tau = 7$ ns на полуширине импульса, частотой следования 100 Гц, средней мощностью 3 mWt и длиной волны излучения $\lambda = 3371$ Å. Плотность энергии в импульсе при расфокусированном пучке ~ 10 kJt/cm².

Для корректного сравнения спектров излучения различных гетероструктур *p-GaN/n-ZnO* контролируемые параметры – угол падения луча, интенсивность возбуждающего света, температура были постоянными.

Температура измерений (Т) спектров ФЛ легированных и нелегированных гетероструктур *p-GaN/n-ZnO* T=77K.

Спектры ФЛ нелегированных гетероструктур были неоднородно уширены и имели максимальную интенсивность излучения в длинноволновой области спектра ($500\text{nm} < \lambda_{\text{MAX}} < 700\text{nm}$), что может быть обусловлено малыми размерами кристаллитов в пленке ZnO[5]

Уменьшение скорости осаждения ZnO приводило к сдвигу длины волны максимальной интенсивности в коротко волновую область спектра.

Далее структуры были разделены в зависимости от скорости напыления на структуры 1-ого (при большой скорости) и 2-ого (при меньшей скорости напыления ZnO) типов.

Легирование Се (на первом этапе) приводит к изменению спектра ФЛ структур 1-ого типа: длина волны с максимальной интенсивностью излучения сдвигается в коротко волновую область спектра ($360\text{nm} < \lambda_{\text{MAX}} < 400\text{nm}$), имеется также полоса с незначительной интенсивностью излучения в длинно

волновой области спектра. Подобный эффект введения Се на изменение вида спектра ФЛ пленок n-ZnO наблюдался авторами ранее [6]

Последовательность введения РЗИ в полупроводниковую матрицу n-ZnO выбран в соответствии с рассмотрением предполагаемого *kick-out* механизма диффузии, согласно которому у Се, как единственного из всех редкоземельных металлов, могут реализоваться процессы энерго переноса от возбужденных *d* уровней Се³⁺ сначала к уровням Yb – ²F_{5/2}- ²F_{7/2} а затем к уровням Er, т.е. возможность наблюдения интенсивного излучения внутрицентровых 4f переходов, одним из которых является переход ⁴I_{3/2} - ⁴I_{15/2} (λ=1540nm) для Er. Причем, в отличие от всех остальных РЗМ переходы из возбужденного 5*d* - в основное 4*d* состояние Се³⁺ не требуют особых условий, например, наличия внутрикристаллических полей, позволяющих снять запрет на реализацию 4f переходов Механизм сенсбилизации излучения внутрицентровых 4f переходов использовался при рассмотрении полученных результатов.[7].

Yb является следующим легирующим компонентом, вводимым в матрицу n-ZnO методом диффузии. Er вводили последним в гетероструктуру p-GaN/ n- ZnO < Ce, Yb>. Спектры ФЛ гетероструктур после введения каждого компонента измеряли при T=77K.

Последовательность введения легирующих примесей влияет на вид спектров ФЛ гетероструктур, вследствие чего доминирующей интенсивностью излучения является полоса с (1000<λ<1200) nm в случае последовательного легирования Се,Er,Yb, в случае легирования Се,Yb,Er полоса излучения с (1400 <λ<1600) nm.

Работа выполнена при поддержке фонда РФФИ 13-02-00726

- [1] Zinc Oxide Bulk, Thin Films and Nanostructures Processing, Properties and Applications / Ed. Jagadish C., Pearton S Elsevier, 2006. 589 p.
- [2] Look D.C. // J. Electron. Mater. 2006. V.35. P.1299
- [3] Wang Z.L. // Appl. Phys. A – Materials Science and Processing. 2007. DOI: 10.1007/s00339-007-3942-8
- [4] T.Wang, H.Wa, Z.Wang, C.Chen, D.Liu, J. of Appl.Phys.,v.**110**, N5, 161 905, (2011)
- [5] A.Thurber,G.L.Beausolbel,G.A.Alanko,J.J.Andhel,M.S.Jones,L.M.Jonson,C.B.Hanna,D.A.Tenne, A.Punnose, J.of Appl.Phys.,**109**, 07C305, (2011)
- [6] М.М.Мездрогина, М.В.Еременко, С.М.Голубенко, С. Н. Разумов, ФТТ, т.54, вып.6,1155, (2012)
- [7] D.L.Dexter ” The theory of sensitized Luminescence in Solids” Journ. of Chem.Physics, v.21,N5 may, 836, (1953)

THE FORMING OF PL SPECTRA IN HETEROSTRUCTURES P-GAN/N-ZNO DOPED BY CE, YB, ER.

M. M. Mezdrogina^{1*}, A. Ya. Vinogradov¹, M.V.Eremenko¹, N. V. Zaytseva¹, Iu. A. Shafir²

¹ Ioffe Physico-Technical Institute, Polytechnicheskaya str.26, St. Petersburg, Russia

² SPSPU, Polytechnicheskaya str.29, St. Petersburg, Russia

e-mail: margaret.m@mail.ioffe.ru

This work investigates the forming of photoluminescence (PL) spectra in heterostructures p-GaN/n-ZnO doped by REI-rare-earth ions (Ce, Yb, Er). Sensibilization of the intensity of luminescence 4f intracenter transition is also researched. PL spectra in the investigated heterostructures depend of the order of doping REI. We suppose that kick-out mechanism of diffusion effects on the doping efficiency of REI.

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ЛЕГИРОВАННЫХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ $\text{CaGa}_2\text{S}_4:\text{Pr}^{3+}$ И $\text{BaGa}_2\text{S}_4:\text{Eu}^{2+}, \text{Ce}^{3+}$

*М.С. Леоненя¹, Е.В. Луценко¹, В.Н. Павловский¹, Н.В. Ржеуцкий¹, Г.П. Яблонский¹,
А.М. Паисаев^{2,3}, Б.Г. Тагиев^{2,4}, С.А. Абушов², О.Б. Тагиев^{2,3}*

¹ Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, просп. Независимости, 68,
220072, Минск, Беларусь; e-mail: g.yablonskii@ifanbel.bas net.by;

² Институт Физики Национальной Академии Наук Азербайджана,
просп. Г. Джавида, 33, AZ1143, Баку, Азербайджан

³ Национальная академия авиации Азербайджана, Бина, 25-й км, AZ1045, Баку, Азербайджан

⁴ Филиал МГУ им. М. В. Ломоносова в г. Баку, ул. Ф. Агаева, 14, AZ1141, Баку, Азербайджан

Соединения CaGa_2S_4 и BaGa_2S_4 отличаются от бинарных соединений (GaS , Ga_2S_3) стойкостью к гидролизу и хорошей внедремостью редкоземельных ионов в кристаллическую решетку. Будучи активированным ионами редкоземельных элементов (РЗЭ), они являются эффективными люминофорами. В настоящей работе исследовано влияние температуры на спектры и интенсивность фотолюминесценции (ФЛ) в видимой области спектра поликристаллических порошков $\text{CaGa}_2\text{S}_4:\text{Pr}^{3+}$ и $\text{BaGa}_2\text{S}_4:\text{Eu}^{2+}, \text{Ce}^{3+}$ при непрерывном возбуждении излучением HeCd и InGaN лазеров.

$\text{CaGa}_2\text{S}_4:\text{Pr}^{3+}$ и $\text{BaGa}_2\text{S}_4:\text{Eu}^{2+}, \text{Ce}^{3+}$ синтезированы твердофазной реакцией в откачанных до уровня 10^{-4} мм. рт. ст. графитизированных ампулах из взятых в стехиометрических соотношениях бинарных соединений CaS , Ga_2S_3 , PrF_3 и BaS , Ga_2S_3 , CeF_3 , EuF_3 , соответственно. После синтеза проводился отжиг в атмосфере аргона с сероводородом.

Оптическое возбуждение образца тиагаллата кальция, легированного трехвалентными ионами Pr^{3+} до уровня 5 ат.%, осуществлялось излучением HeCd лазера на длине волны $\lambda_{\text{возб}} = 325$ нм, попадающей в область максимума спектра возбуждения фотолюминесценции (ВФЛ) (рис. 1, кривая 1'). Во всем интервале температур от 40 до 300 К образцы $\text{CaGa}_2\text{S}_4:\text{Pr}^{3+}$ демонстрируют в спектре ФЛ (рис. 1, кривые 1–5) интенсивные полосы на длинах волн 493, 610, 632, 652 и 742 нм, обусловленные переходами ${}^3\text{P}_0 \rightarrow {}^3\text{H}_4$, ${}^1\text{D}_2 \rightarrow {}^3\text{H}_4$, ${}^3\text{P}_0 \rightarrow {}^3\text{H}_6$, ${}^3\text{P}_0 \rightarrow {}^3\text{F}_2$ и ${}^3\text{P}_0 \rightarrow {}^3\text{F}_4$ в ионах Pr^{3+} , соответственно [1]. Широкая полоса в спектре ФЛ с максимумом на 555 нм, спектр ВФЛ которой значительно отличается от спектра ВФЛ переходов в ионах Pr^{3+} , может быть связана с люминесценцией матрицы CaGa_2S_4 . Наличие в спектрах ВФЛ интенсивных полос на длинах волн 405 нм и 450 нм позволяет эффективно возбуждать люминофоры $\text{CaGa}_2\text{S}_4:\text{Pr}^{3+}$ излучением InGaN светодиодов. При повышении температуры люминофора $\text{CaGa}_2\text{S}_4:\text{Pr}^{3+}$ от 100 до 300 К наблюдается увеличение на 30% интегральной интенсивности ФЛ (рис. 3а). Во всем исследуемом температурном интервале люминофор $\text{CaGa}_2\text{S}_4:\text{Pr}^{3+}$ демонстрирует высокую стабильность положения спектральных линий ($\Delta\lambda = 0,1$ нм) (рис. 3а).

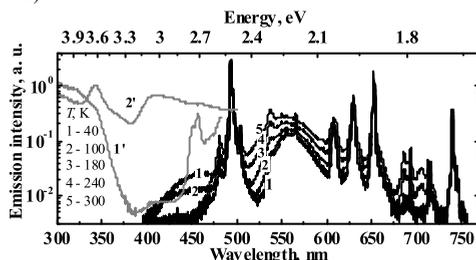


Рис.1. Спектры ФЛ (кривые 1–5) образца $\text{CaGa}_2\text{S}_4:\text{Pr}^{3+}$ при непрерывном возбуждении (HeCd лазер, $\lambda_{\text{возб}} = 325$ нм, $I_{\text{возб}} = 30$ Вт/см²) в интервале температур 40–300 К; спектры возбуждения ФЛ (кривые 1', 2') на длинах волн регистрации $\lambda_{\text{рег}}$: 1' – 493 нм, 2' – 525 нм.

Интенсивная ФЛ активированного европием (3 ат.%) и церием (3 ат.%) тиагаллата бария (рис. 2, кривые 1–5) при возбуждении непрерывным излучением InGaN-лазера на $\lambda_{\text{возб}} = 405$ нм, находящейся вблизи максимума спектра ВФЛ (рис. 2, кривая 1'), представляет собой широкую полосу в области 505 нм [2]. Данная полоса обусловлена переходами $4f^6 5d \rightarrow 4f^7$ в ионе европия. Высокий квантовый выход ФЛ образца наблюдается вследствие сенсбилизации люминесценции за счёт передачи возбуждения с уровня 5d церия на возбужденный уровень европия. Люминофор $\text{BaGa}_2\text{S}_4:\text{Eu}^{2+}, \text{Ce}^{3+}$ практически не демонстрирует температурного тушения люминесценции и проявляет высокую стабильность положения полосы ФЛ (рис. 3б).

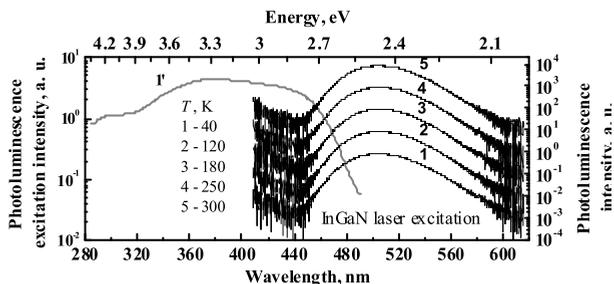


Рис.2. Спектры ФЛ (кривые 1–5) образца $\text{BaGa}_2\text{S}_4:\text{Eu}^{2+},\text{Ce}^{3+}$ в зависимости от температуры при непрерывном возбуждении (InGaN лазер, $\lambda_{\text{возб}} = 405 \text{ nm}$, $I_{\text{возб}} = 0.5 \text{ Вт/см}^2$); спектры возбуждения ФЛ (кривая 1') на длине волны регистрации $\lambda_{\text{рег}} = 521 \text{ nm}$.

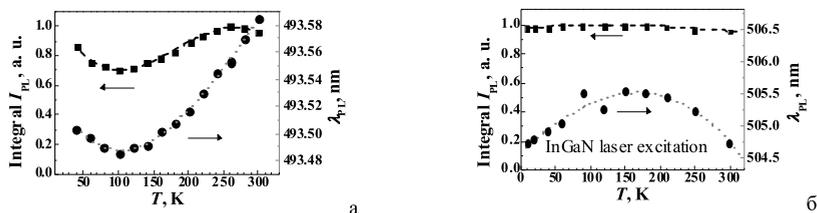


Рис.3. Зависимости интегральной интенсивности ФЛ (I_{PL}) и положения максимума спектра ФЛ (λ_{PL}) образцов $\text{CaGa}_2\text{S}_4:\text{Pr}^{3+}$ (а) и $\text{BaGa}_2\text{S}_4:\text{Eu}^{2+},\text{Ce}^{3+}$ (б) от температуры (T).

При возбуждении излучением азотного лазера образец $\text{BaGa}_2\text{S}_4:\text{Eu}^{2+},\text{Ce}^{3+}$ показал более высокую интегральную интенсивность излучения в видимом диапазоне спектра, чем образец $\text{CaGa}_2\text{S}_4:\text{Pr}^{3+}$. Наличие в спектрах ВФЛ $\text{BaGa}_2\text{S}_4:\text{Eu}^{2+},\text{Ce}^{3+}$ интенсивной полосы в фиолетово-синей спектральной области, высокая стабильность положения спектра и интенсивности ФЛ в температурном интервале $40 \div 300 \text{ K}$ позволяют утверждать, что данный люминофор перспективен для эффективного возбуждения излучением коммерческих InGaN светодиодов.

[1] A. Anedda, C.M. Carbonaro, D. Chiriu, R. Corpino, M. Marceddu, P.C. Ricci, A.N. Georgobiani, B.G. Tagiev, O.B. Tagiev, S.A. Abushev and I.M. Tiginyanu. Photoluminescence of Ce and Pr codoped calcium thiogallate. Phys. stat. sol. (c). Vol. 3. Iss. 8. PP. 2717–2721 (2006)

[2] В.З. Зубелевич, Е.В. Луценко, А.В. Данильчик, Е.В. Муравицкая, Г.П. Яблонский, А.М. Пашаев, Б.Г. Тагиев, О.Б. Тагиев, С.А. Абушов. Влияние уровня возбуждения на фотолуминесценцию тиогаллата бария, активированного ионами европия и церия. Журнал прикладной спектроскопии. Т. 78, № 2. С. 254–260 (2011)

PHOTOLUMINESCENCE OF DOPED WITH RARE-EARTH CHALCOGENIDE SEMICONDUCTORS $\text{CaGa}_2\text{S}_4:\text{Pr}^{3+}$ AND $\text{BaGa}_2\text{S}_4:\text{Eu}^{2+},\text{Ce}^{3+}$

M.S. Leanenia¹, E.V. Lutsenko¹, V.N. Pavlovskii¹, M.V. Rzhetski¹, G.P. Yablonskii¹, A.M. Pashaev^{2,3}, B.G. Tagiev^{2,4}, S.A. Abushev², O.B. Tagiev^{2,3}

¹ B.I. Stepanov Institute of Physics of NAS of Belarus, Nezalezhnasti Ave. 68, 220072, Minsk, Belarus, e-mail: g.yablonskii@ifanbel.bas net.by;

² Institute of Physics of Azerbaijan, Academy of Sciences, Javid ave. 33, AZ1143, Baku, Azerbaijan

³ National Aviation Academy of Azerbaijan, Bina, 25 km, AZ1045, Baku, Azerbaijan

⁴ M.V. Lomonosov department of MSU in Baku, Agayev st. 14, AZ1141, Baku, Azerbaijan

Photoluminescence of barium thiogallate doped with Eu^{2+} , Ce^{3+} rare earth ions and calcium thiogallate doped with Pr^{3+} ions has been studied in a wide range of sample temperatures under cw excitation of HeCd and InGaN laser radiation. $\text{BaGa}_2\text{S}_4:\text{Eu}^{2+},\text{Ce}^{3+}$ demonstrates extremely high linearity of luminescence intensity in temperature range from 10 to 300 K. Both $\text{BaGa}_2\text{S}_4:\text{Eu}^{2+},\text{Ce}^{3+}$ and $\text{CaGa}_2\text{S}_4:\text{Pr}^{3+}$ phosphors exhibit high wavelength stability in whole temperature range under investigation. The investigated phosphor $\text{BaGa}_2\text{S}_4:\text{Eu}^{2+},\text{Ce}^{3+}$ is suitable for excitation by radiation of violet-blue InGaN light emitting diodes.

РАЗРАБОТКА ПЕРСПЕКТИВНЫХ КОМПОЗИТНЫХ ЛЮМИНОФОРНЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ НЕОРГАНИЧЕСКИХ МАТРИЦ

М.А. Швалева^{1,2}, *В.Е. Бугров*^{2,3}, *А.Р. Кови*^{2,3}, *М.А. Одноблюдов*^{2,3}, *К.Д. Мынбаев*^{1,2,4},
А.Е. Романов^{1,2,4}

¹ООО «Оптоган. НТС». Таллинское ш., д. 206, 198205, Старо-Паново, Санкт-Петербург
тел. +7(812)4068067, e-mail: maria.shvaleva@optogan.com;

² НИУ ИТМО. Кронверкский пр., д. 49, 197101, Санкт-Петербург;

³ ЗАО «Оптоган». Таллинское ш., д. 206, 198205, Старо-Паново, Санкт-Петербург;

⁴ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН. Политехническая ул., 26,
194021, Санкт-Петербург;

Задачей, стоявшей при реализации данного научного исследования, являлась разработка перспективных материалов на основе термостойких люминофоров и легированных прозрачных оксидов, предназначенных для элементов первичной оптики светодиодов, создаваемых на основе нитридных гетероструктур. Представлены результаты исследований по разработке новых перспективных материалов, полученных золь-гель методом.

Стандартная на сегодняшний день технология получения белого света основана на преобразовании исходного «синего» излучения полупроводникового чипа на основе нитридной гетероструктуры в «белый» свет с использованием «желтых» люминофоров. В настоящее время в качестве материала для «желтых» люминофоров в основном используют легированные ионами редкоземельных металлов иттрий-алюминиевые гранаты (ИАГ), которые вводятся в силиконовую матрицу в виде микрочастиц. Данная система имеет ряд серьезных ограничений, и, в частности, не позволяет эффективно отводить тепло от светодиодного чипа и увеличивать вывод света.

В связи с этим, в настоящей работе предлагаются новые решения, связанные с использованием в качестве матрицы неорганических материалов: оксидов цинка, титана и олова с внедренными в матрицу частицами «желтого» люминофора. Указанные матричные материалы обладают высокой прозрачностью, химической стойкостью, теплопроводностью, оптимальным коэффициентом преломления, механической прочностью, слабым влиянием на спектры поглощения и люминесценции люминофора. В результате система, состоящая из люминофора и неорганической матрицы, позволяет увеличить эффективность светодиодов за счет оптимизации свойств их первичной оптики.

В ходе исследований была разработана методика получения неорганических подложек с люминофором с использованием золь-гель технологии. В качестве исходных материалов для получения раствора оксида металла, в частности, ZnO, использовались ацетат цинка и 2-метокси этанол. Для предотвращения выпадения осадка в начале процесса раствор перемешивался в течение продолжительного времени при определенной температуре. Затем в полученный раствор добавляли ИАГ с характерным размером частиц $d_{50} = 13$ мкм. После длительного перемешивания полученный золь наносился на структуру светодиода и высушивался при температуре не выше 500 С. Последней технологической операцией был отжиг. Высушенную структуру отжигали при температуре не более 700 С.

Для полученных композитных материалов исследовались следующие физические свойства и характеристики: теплопроводность, спектры фотолюминесценции и внешний квантовый выход. Кроме того, было проведено пробное тестирование этих материалов в стандартных корпусах светодиодов для анализа вывода света, диаграммы направленности и для исследования распределения интенсивности выхода излучения по углу. В докладе будут представлены результаты измерений и анализ перспектив применения материалов первичной оптики на основе матриц с люминофором, изготавливаемых с использованием золь-гель технологии, при разработке светодиодов.

DEVELOPMENT OF PERSPECTIVE COMPOSITE PHOSPHOR MATERIALS ON THE BASIS OF INORGANIC MATRIXES

M.A. Shvaleva^{1,2}, V.E. Bugrov^{2,3}, A.R. Kovsh^{2,3}, M.A. Odnoblyudov^{2,3}, K.D. Mynbaev^{1,2,4}, A.E. Romanov^{1,2,4}

¹ LLC Optogan New Technology of Light. Tallinskoe, 206, 198205, Saint-Petersburg,
phone. +7(123)4068067, e-mail: maria.shvaleva@optogan.com;

² National Research University ITMO. Kronverskiy, 49, 197101, Saint-Petersburg;

³ CJSC Optogan. Tallinskoe 206, 198205, Saint-Petersburg;

⁴ Ioffe Physical-Technical Institute RAS. Polytechnicheskaya, 26, 194021, Saint-Petersburg

Modern progress in the development of light-emitting diodes (LEDs) and LED devices is impossible without break in technologies of LED primary optics and transformations of blue light to white light. One of the important tasks, which are standing now in the field, is the solution of the problem of heat removal from LED structure. One of the perspective directions to solve this problem is possibility of using new materials on the basis of thermostable phosphors and the alloyed transparent oxides.

Results on the development of new perspective composite materials fabricated by zol-gel technique for the energy saving LED technologies, are presented. Studied composite materials with inorganic matrix are urged to contribute to the solution of problems of increasing luminous efficiency, energy efficiency and service life of LED products. The main task of the present research was in the fabrication and testing of perspective LED materials for primary optics.

ПРОБЛЕМЫ УВЕЛИЧЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГРАНАТНЫХ ФОТОЛЮМИНОФОРОВ ДЛЯ МОЩНЫХ БЕЛЫХ СВЕТОДИОДОВ

В.А. Большухин¹, В.Н.Личманова¹, Ло Вэй Хун², Н.П. Социн^{3}, Д.Сун⁴*

¹ОАО «Люминофор», Фрязино, Россия,

²Yanotech Co, Shanghai, China,

³ОАО НИИ «Платан», Фрязино, Россия,

⁴ВКНУ, Шанхай

В последнее время всё больше стали конструировать БСД на кристаллах с увеличенной площадью излучения, и следовательно, работающих при больших мощностях и токах возбуждения. Незначительное повышение эффективности благодаря уменьшенному влиянию краевых эффектов гетероперехода нивелируется при этом большими потерями в результате нелинейных явлений потери мощности в объёме кристалла. Поэтому часто связывают проблему высокой мощностной эффективности с повышенной яркостью зерен фотолюминофора и всего преобразовательного конвертера в целом.

Для конкретных типов гранатных Фл можно выделить следующие группы проблем, решение которых позволит перейти на следующий уровень эффективности БСД со световой отдачей 160-140 лм/вт и 130-140 лм/вт соответственно для одно-и двухваттного режимов возбуждения.

Прежде всего, это повышение квантового выхода зерен Фл. В соответствии с прецизионными измерениями квантовый выход Фл со стехиометрической формулой $3(\text{Al}, \text{Me})_3\text{O}_{11}\text{NaI.N}$ равен от $\eta=0,90$ до $0,93-0,95$. Для увеличения значения η до $0,99-1,0$ необходимо стабилизировать концентрацию активных центров иона Ce^{3+} в основе Фл. В связи с различием ионных радиусов $r_{\text{Ce}} = 1,07\text{\AA}$ и $r_{\text{Y}} = 0,97\text{\AA}$ после высокотемпературного синтеза граната растворимость церия в зернах матрицы резко снижается (на 20-25%, что также отмечается в экспериментах при выращивании монокристаллических конвертеров). Это сопровождается снижением оптической прозрачности зернистых микросталлов Фл вследствие выпадающих в объёме кластеров избыточного оксида церия. Предотвращение подобного явления может быть решено увеличением объёма элементарной ячейки гранатных материалов, например, введением в их состав таких заместителей иона Al^{3+} , как Ga^{3+} и In^{3+} . Действительно, в наших экспериментах по индий-галлиевому гранату зафиксировано увеличение $\eta=0,96-0,97$ с большей постоянной концентрацией активного церия в матрице. Об увеличении квантового выхода свидетельствует также существенное увеличение координаты цветности $Y>0,50$ и суммы координат $(X+Y)>0,98$ в экспериментах по усовершенствованному гранату.

Второй проблемой в гранатных Фл является улучшение их термоустойчивости. Для стандартных Фл $T_{0,25}=120\text{C}$, тогда как для нитридных Фл термоустойчивость существенно выше до $T_{0,25}=160\text{C}-180\text{C}$. В соответствии с нашими представлениями термическая устойчивость повышается при уменьшении коэффициента термического расширения различных образцов граната. Так введение в состав кристалла малогабаритного иона V^{3+} или F^{1-} способствует повышению термоустойчивости до $T_{0,25}=135\text{C}$.

Третьей проблемой для гранатных Фл, синтезируемых при $T>1500\text{C}$, является потеря эффективности на безизлучательных переходах, например, при рекомбинации с кислородными вакансиями Vo , образовавшимися в анионной подрешетке граната. Одновременно микросталлы гранатов имеют большое количество несквозных пор и дефектов, через которые происходит безизлучательные потери энергии возбуждения. Уменьшение доли безизлучательных вакансионных потерь достигается кардинальными понижением температуры синтеза до $T=1300-1350\text{C}$, что достигнуто в эксперименте с применением особого активного наноксидного сырья, позволяющего синтезировать микромонокристаллы гранатов с морфологией естественных минералов в виде тетрагонтриоктаэдра.

Последней по порядку, но не значимости является проблема спектрального согласования возбуждающего излучения гетероструктуры со спектром возбуждения Фл. Пути ее решения известны. Например, с использованием контроля Фл тремя эталонными Сд с фиксированным максимумом излучения. При существенном несоответствии вносятся коррективы в состав катионной подрешетки Фл при синтезе.

Следовательно решение концентрационных, вакансионных, спектральных проблем и увеличение термоустойчивости позволит перейти к следующему градационному этапу в промышленном производстве БСД со световой отдачей $\eta=140-160$ лм/Вт.. Приводятся конкретные результаты предварительных экспериментов .

**PROBLEM OF INCREASE IN EFFICIENCY THE GARNET OF PHOTOPHOSPHORS FOR
POWERFUL WHITE LIGHT-EMITTING DIODES**

Bolshukhin V.A.¹, Lichmanova V.N.¹, Luo Weihung², Soshchin N.P.^{3}, D.Sun⁴*

¹ «Phosphor», Fрязино, Russia

² Yanotech Co, Shanghai, China

³ « NII Platan », Russia

⁴ BKHY, Shanghai, China

Problems are considered connected with increase in the quantum exit of the luminescence phosphors of garnet structure, reduction in them to the missing and also increases of thermal stability and spectral compliance. The solution of problems with allow to increase light return of industrial light-emitting diodes to 140-160 lm/w.

МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ МАСКИ Al и Be ДЛЯ ТРАВЛЕНИЯ III–N ГЕТЕРОСТРУКТУР РАСПЫЛЕНИЕМ МЕДЛЕННЫМИ ИОНАМИ КИСЛОРОДА

А.В. Беспалов¹, О.Л. Голикова¹, Н.Н. Новицкий², А.И. Стогний²

¹ «Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики» (МГТУ МИРЭА), пр. Вернадского, д.78, 125993, Москва;

² ГНПО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению», ул. П. Бровки, д.19, 220072, Минск, тел. +375(17)2841306, e-mail: stognij@ifftp.bas-net.by.

Решена задача защиты поверхности AlGaIn/GaN пленочных гетероструктур при формировании анизотропных профилей травления распылением ионами кислорода с энергией 400–600eV без развития вторичного рельефа на дне и боковых стенках и в условиях минимизации уровня привнесенных радиационных дефектов. Металлическая маска в виде пленки Al толщиной до 2мкм наносится методом ионно-лучевого распыления мишени Al (99,98%) ионами аргона с энергией 1400–1600eV в вакууме лучше 0.05 Па. Предварительно рельеф поверхности обрабатываемой гетероструктуры подвергается процедуре сглаживания двукратным нанесением-распылением наноразмерного слоя AlOx согласно [1]. Этот слой под пленкой Al служит также для согласования термоупругих напряжений на интерфейсе с поверхностью гетероструктуры в процессе травления.

На рис.1.a показан внешний вид исходной поверхности маски Al без подслоя AlOx (вверху) и с подслоем (внизу) с прилегающими участками после распыления, а также исходная поверхность GaN и ее вид после распыления. Уход краев маски на верхнем изображении, а также деградация спектров фотолюминесценции (PL) после удаления маски послужили основанием для применения в дальнейшем только маски с подслоем. В этом случае уход края по поверхности (изображение внизу на рис.1.a) не превышал 10% от толщины маски, а изменения в спектрах PL находились в допустимых пределах 20–30%. Рис.1.b содержит графики ухода толщины маски Al и пленки GaN по мере распыления ионами кислорода с энергией 600 и 400eV при постоянной плотности тока пучка 0.2mA/cm². Они отражают относительно ускоренный механизм распыления GaN по сравнению с Al, что при оптимальной энергии 400eV обеспечивает отношение средних скоростей травления более 8.

Средняя скорость распыления GaN составляет около 5nm/min и почти не увеличивается при увеличении энергии ионов кислорода от 400 до 600eV, однако при меньшей энергии облучения меньше уровень привнесенных радиационных дефектов, что характеризуется меньшими изменениями в спектрах PL после распыления [2]. Относительно невысокая скорость травления по сравнению с известными результатами, полученными при использовании агрессивных сред, компенсируется площадью обрабатываемой поверхности до 200 mm², стабильными режимами источника ионов кислорода в течение 100 часов и лабораторной доступностью процесса.

Известно [1,2], что механизм травления GaN ионами кислорода заключается в прямом выбивании атомов Ga, в удалении летучей фракции NOx и в формировании тонкого поверхностного слоя GaOx на первой и последующих стадиях распыления. Поэтому скорость травления в первом приближении лимитируется скоростью прямого выбивания атомов Ga при взаимодействии с ионами кислорода. Из-за большой разницы в атомных массах кислорода и галлия, процессы рассеяния атомов галлия в глубь нарушенного слоя GaOx менее выражены по сравнению с аналогичными условиями в случае AlOx. Это является одной из причин обеспечения высокой разницы в скоростях травления.

На рис.2 приведены РЭМ-фото поверхности исходной пленки Al толщиной 0.9mкм на поверхности GaN и характеристический рентгеновский спектр (ХРИ) полученной гетероструктуры (a) и аналогичные данные после распыления пленки Al до толщины 0.4mкм ионами кислорода с энергией 400eV (b). Видно, что исходно гладкая поверхность Al после распыления характеризуется развитым рельефом, выступы которого покрыты неплотным слоем AlOx (это следует из данных изменения электросопротивления). Формирование островков AlOx подтверждается наличием интенсивного пика на спектре ХРИ. Пик галлия здесь связан с близостью поверхности нитрида галлия после стравливания большей части пленки алюминия. Формирование развитого рельефа поверхности и наличие островков AlOx вносят дополнительный вклад в замедление процесса распыления исходной пленки Al.

Маска Al/AlOx применялась при послойном анализе транзисторных гетероструктур AlN/GaN и AlGaIn/GaN с концентрацией алюминия до 30% для травления на заданную глубину, вплоть до подложки. Рисунок формировался стандартным методом прямой литографии. Удаление маски происходило в травителе H₂O–CrO₃–NH₄F, повсеместно используемом в процессах литографии АЗВ5 материалов.

Задача формирования профиля травления в поверхностном р-слое гетероструктур на основе GaN была решена путем применения маски Be/BeO. BeO является основным оксидом с собственной полупроводниковой проводимостью р-типа. Толщина слоя Be здесь не превышала 100nm, а механизм и скорость травления были сравнимы со случаем Al/AIOx.

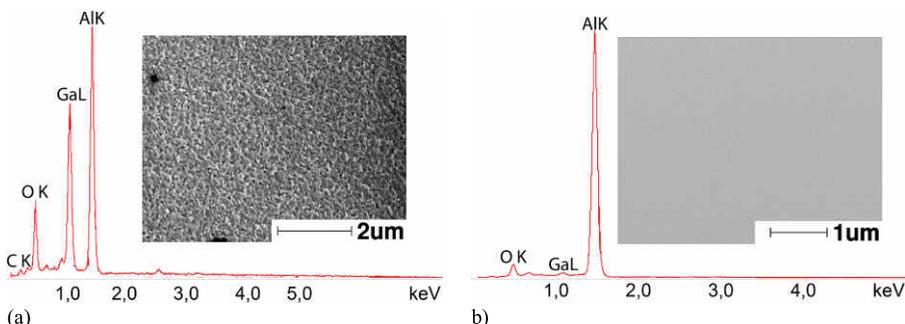


Рис.2. РЭМ-фото поверхности пленки Al толщиной 0.9 мкм на поверхности GaN и ее спектр ХРИ (а), (б) – аналогичные данные после распыления пленки Al до толщины 0.4 мкм.

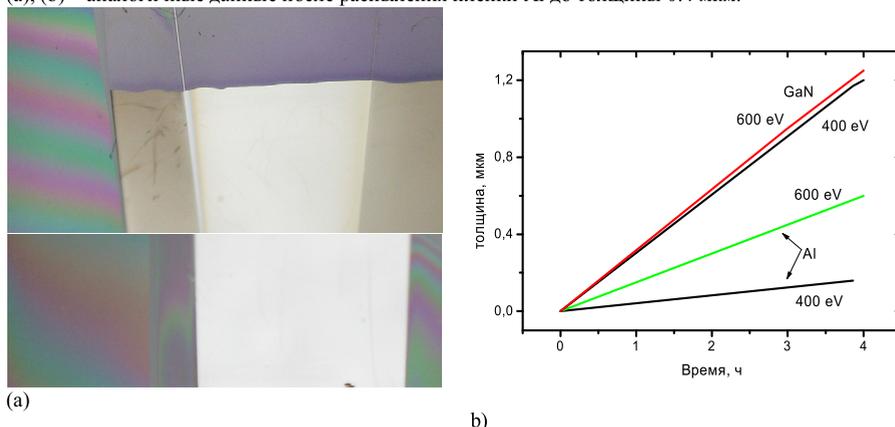


Рис.1. а- изменение внешнего вида поверхности Al и GaN после распыления ионами кислорода (вверху маска Al, внизу – Al/AIOx), б- графики скорости травления GaN и Al/AIOx ионами кислорода с энергией 400 и 600eV.

[1] А.В. Беспалов, О.Л. Голикова, А.А. Евдокимов. Химическая технология, 2010, № 7 с.404-406.

[2] 11-А. А.В. Беспалов, О.Л. Голикова. Тез. докл. 7 Всероссийской конф. «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы», С-Пб., 2010, с. 195-196.

METAL RESISTS OF Al AND Be FOR III-N GETEROSTRUCTURES ETCHING UNDER LOW ENERGY OXYGEN ION-BEAM SPUTTERING

A.V. Bepalov¹, O.L. Golikova¹, N.N. Novitski², A.I. Stognij²

¹ «Moscow State Technical University of Radio Engineering, Electronics and Automation», Vernadsky str. 78, 125993, Moscow

² SSPA "Scientific-Practical Materials Research Centre of NAS of Belarus", 220072, P.Brovki str. 19, Minsk. phone +375(17)2841306, e-mail: stognij@ifftp.bas-net.by

Double Al/AIOx and Be/BeO layers deposited on top AlGaIn/GaN geterostруктуры are used to protect surface under oxygen 400...600 eV ion-beam etching.

ИССЛЕДОВАНИЕ БИОЛОГИЧЕСКОЙ СОВМЕСТИМОСТИ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ НА ОСНОВЕ ПЛЕНОК AlN

К.А. Царик^{1}, В.К. Неволин¹, И.И. Бобринецкий¹, И.А. Суетина²*

¹Национальный исследовательский университет «МИЭТ». Проезд 4806, д.5, 124498, г. Москва, Зеленоград;

тел.:+7(499)720-89-22, e-mail: tsarik_kostya@mail.ru

²ФГБУ «Научно-исследовательский институт вирусологии им. Д.И. Ивановского» Минздравсоцразвития РФ. Ул. Гамалеи, 16, 123098, Москва.

Одним из применений нитридных устройств, работающих на поверхностной акустической волне (ПАВ), являются пьезоэлектрические сенсоры, в которых попавшие на поверхность прибора вещества или материалы детектируются в результате изменений АЧХ и ФЧХ устройства. Возможность использования ПАВ сенсоров на нитридах обусловлено, в первую очередь, повышением качества выращиваемых кристаллов в последние несколько лет. Устройства, основанные на ПАВ с горизонтальной поляризацией, а также на поверхностных поперечных волнах, могут демонстрировать высокую чувствительность при обнаружении био-молекул в жидких средах [1]. Устройство, обладающее подобными характеристиками, может внести существенный вклад в здравоохранение, а также развитие продовольственной и экологической отрасли. В связи с этим возникает необходимость исследования сенсорных структур на основе нитридов металлов на предмет биосовместимости.

Для создания сенсорной структуры для анализа биологических сред необходимо выполнить несколько условий: создать точно рассчитанную топологию на пьезоэлектрической пленке, обеспечить условие селективности сенсорной структуры и обеспечить возможность разрастания ткани организма в области сенсора. В качестве пьезоэлектрика, используемого для создания акустоэлектронных устройств, был выбран слой AlN, выращенный на сапфировой подложке с ориентацией поверхности (0001) методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) с аммиачным источником. На данных структурах проанализирована поверхностная акустическая волна, скорость которой превысила 5700 м/с. Пластина с созданной топологической структурой делилась на чипы размером $2,7 \times 14 \text{ мм}^2$.

Для исследования биосовместимости были выбраны нормальные клетки фибробластов эмбриона человека (ФЭЧ), полученные из Коллекции культур тканей института вирусологии им. Д.И.Ивановского. Клеточная линия культивировалась на среде «Игла MEM» с добавлением 10% эмбриональной телячьей сыворотки в стандартных 12-луночных культуральных планшетах, в которые помещали покровные стекла (в контроле) и чипы исследуемых структур (в опыте). Посевная доза для культивирования клеток составляла 10^5 кл/мл. Время культивирования устанавливалось в 72 часа, что является достаточным для определения острой токсичности препарата.

Для оценки пролиферативной активности клеток был использован МТТ-тест [2], который основан на прямой коррекции количества жизнеспособных клеток и интенсивности метаболизма специального реактива МТТ (3 - (4,5 - диметилтиазолил-2) - 2,5 - диметилтетразолил бромид) до водорастворимого темноокрашенного формазана под действием митохондриальной дегидрогеназы, а именно сукценатдегидрогеназы. При этом мертвые клетки и клетки со сниженной жизнеспособностью такой способностью не обладают. Число жизнеспособных клеток прямо пропорционально количеству восстановленного формазана, которое можно определить спектрофотометрически после его растворения в органическом растворителе диметилсульфооксиде.

Для оценки пролиферативной активности клеток ФЭЧ использовался коэффициент пролиферации. Коэффициент пролиферации (КП) рассчитывался как отношение оптической плотности раствора при окислении МТТ, выделенного из клеток, культивированных на AlN, к оптической плотности раствора МТТ, выделенного из клеток, культивированных на контрольном покровном стекле. Размер контрольных стекол подбирался под размер исследуемых кристаллов с нитридной структурой на сапфире. Для длин волн 492 нм и 560 нм среднее значение коэффициента пролиферации по серии кристаллов составило $1,16 \pm 0,35$. Значения коэффициента указывают на нетоксичность металлизации и нитридной эпитаксиальной пленки, используемых для построения сенсорной структуры.

Для исследования морфологии и закрепления клеток на чипах были проведены исследования методами растровой электронной микроскопии (РЭМ) и атомно-силовой микроскопии (АСМ) (рисунок 1). Для этого после извлечения из питательной среды подложки фиксируются 30 минут в

2,5% глютаральдегиде, после чего промываются в фосфатном буфере 2-3 раза по 2 минуты, и дегидрируются раствором 50%, затем 70% и 96% этилового спирта по 2 мин в каждом.

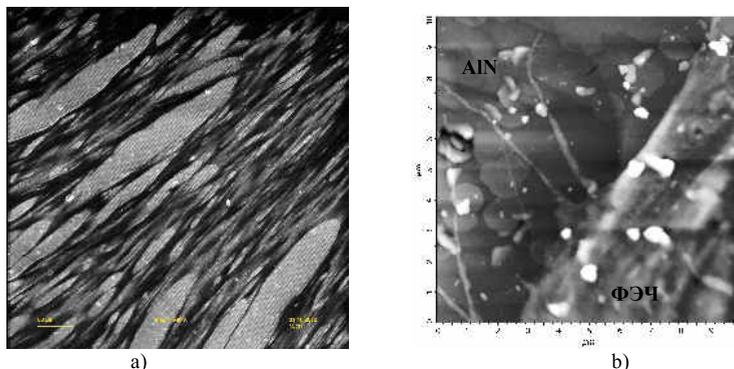


Рис. 1. Клетки ФЭЧ на поверхности топологии ВШП структуры: а – РЭМ изображение монослоя ФЭЧ; б – АСМ увеличенное изображение участка клетки, закрепленного на области перехода Al/AlN

Тот факт, что клетки можно разрешить с помощью растровой электронной микроскопии и без дополнительного напыления слоя металла, облегчает задачу исследований. При увеличении разрешающей способности микроскопа можно заметить, что ФЭЧ представляют собой протяженные структуры с остроками по краям клеток, фибриллами, за счет которых клетки также могут передвигаться. Именно фибриллы обеспечивают сцепление. Исследовать их форму и габариты удалось при максимальных разрешениях СЗМ и РЭМ. Также исследование с помощью РЭМ показало, что на поверхности акустоэлектрических преобразователей ФЭЧ расположились преимущественно вдоль направления штырей (рис. 1а), что демонстрирует возможность их управляемой организации. На поверхности нитридной пленки вне металлизации каких-то направленных расположений не наблюдалось.

Таким образом, в работе было продемонстрировано биологическая совместимость пьезоэлектрических преобразователей на основе AlN эпитаксиальных структур. Выявлена высокая пролиферативная активность клеток фибропластов эмбриона человека. Полученные результаты демонстрируют возможность создания нанобиосенсоров на основе ПАВ-структур.

1. Famulok M., Mayer G. Aptamer Modules as Sensors and Detectors // Accounts of Chemical Research. 2011. –V. 44. - N. 12. – P. 1349-1358.

2. Харбиев Р.У. Руководство по экспериментальному (доклиническому) изучению новых фармакологических веществ. М.: Медицина, 2005.-832с.

RESEARCH OF BIOLOGICAL COMPATIBILITY OF PIEZOELECTRIC TRANSDUCERS BASED ON AlN FILMS

K.A. Tsarik¹, V.K. Nevolin¹, I.I. Bobrinetskiy¹, I.A. Suetina²*

¹National Research University of Electronic Technology (MIET). Pas. 4806, Bld. 5, 124498, Zelenograd, Moscow,

phone.:+7(499)720-89-22, e-mail: tsarik kostya@mail.ru

²D.I. Ivanovskiy scientific-research institute of virology. Gamalei str., 16, 123098, Moscow.

Was demonstrated biological compatibility of piezoelectric transducers based on AlN epitaxial structures. AlN films were grown by NH₃-MBE. Acoustic-electrical transducers for sensing biological object were created on the grown films surface. High proliferative activity of human embryonic fibroblast was revealed on these structures. For the assessment of proliferative activity of cells the MTT-test was used. In the experiment the number of viable cells was estimated and their optical density of the crystal was investigated. The proliferation coefficient was calculated. The received results show possibility of nanobiosensors creation on the basis of SAW-structures.

ИСТОЧНИК АТОМАРНОГО АЗОТА НА ОСНОВЕ ПЛАЗМЫ ЭЦР РАЗРЯДА, ПОДДЕРЖИВАЕМОГО НЕПРЕРЫВНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ГИРОТРОНА, ДЛЯ РОСТА ПЛЕНОК НИТРИДОВ МЕТАЛЛОВ ТРЕТЬЕЙ ГРУППЫ

Д.А. Мансфельд^{1}, А.В. Водопьянов¹, С.В. Голубев¹*

¹Институт прикладной физики РАН. Ульянова 46, 603950, Нижний Новгород
тел. +7(831)4164652, e-mail: mansfeld@yandex.ru;

В настоящее время нитриды металлов III группы периодической системы элементов (AlN, GaN, InN) считаются одними из наиболее перспективных материалов для разработки новых типов оптоэлектронных устройств, работающих в широком диапазоне длин волн, а также мощных электронных устройств СВЧ диапазона. Одной из ключевых проблем синтеза нитридов металлов III группы является создание эффективных источников атомарного азота, необходимого для встраивания в кристаллическую решетку. В работе описывается источник атомарного азота на основе плазмы ЭЦР разряда, поддерживаемого излучением технологического гиротрона. Частота излучения 24 ГГц, мощность излучения до 2 кВт. Нагрев на такой высокой частоте излучения (по сравнению с традиционно используемыми источниками излучения – магнетронами с рабочей частотой 2.45 ГГц) позволяет поддерживать плазму в широком диапазоне давлений от 10^{-4} мбар до 10 мбар и достигать концентрации плазмы более чем 10^{12} см⁻³. В работе приводятся результаты измерения параметров плазмы азота с помощью зондов Ленгмюра. Высокая концентрация плазмы в источнике обеспечивает большой поток атомарного (химически активного) азота. Поток атомарного азота оценивается масс-спектрометрическим методом по реакции атомарного азота с монооксидом азота. Величина потока атомарного азота составляет свыше 10 sccm.

Методом металлоорганической газофазной эпитаксии с плазменной активацией азота в электронно-циклотронном резонансном разряде при низких (350°C) температурах роста получены пленки InN гексагональной модификации на подложках иттрием стабилизированного циркония ориентаций (111) и (100) и Al₂O₃ (0001) со скоростью роста 1 микрон в час [1]. Пленки, выращенные без буферного слоя, имеют структуру текстурированного поликристалла. С использованием двойного буферного слоя InN/GaN на подложках Al₂O₃ (0001) получены монокристаллические пленки InN. Характерной особенностью выращенных пленок является однородная, зеркально-гладкая поверхность, свободная от капель индия.

[1] Бузынин Ю.Н., Викторов М.Е., Водопьянов А.В., Голубев С.В., Дроздов М.Н., Дроздов Ю.Н., Лукьянов А.Ю., Мансфельд Д.А., Скороходов Е.В., Хрыкин О.И., Шашкин В.И. Рост пленок InN методом металлоорганической газофазной эпитаксии при активации азота в плазме, создаваемой гиротронным излучением. Письма в ЖТФ, 2012, том 38, вып. 24. С. 86.

SOURCE OF ATOMIC NITROGEN BASED ON ECR DISCHARGE PLASMA SUSTAINED BY CW RADIATION OF GYROTRON FOR FILMS GROWTH OF NITRIDES OF THIRD GROUP ELEMENTS

Д.А. Mansfeld^{1}, А.В. Vodopyanov¹, S.V. Golubev¹*

¹Institute of Applied Physics RAS. Uljanova, 46, 603950, Nizhny Novgorod,
phone. +7(831)4164652, e-mail: mansfeld@yandex.ru;

Currently, nitrides of metals of Group III of the periodic system of elements (AlN, GaN, InN) are among the most promising materials for the development of new types of optoelectronic devices operating in a wide range of wavelengths, as well as powerful electronic devices of the microwave range. One of the key problems in the synthesis of group III nitrides is the development of an effective source of reactive nitrogen, which is necessary for incorporation into the crystal lattice. The paper describes the source of reactive (atomic) nitrogen based on ECR discharge plasma, sustained by technological gyrotron radiation. The radiation frequency is 24 GHz, the radiation power is up to 2 kW. Heating at a high frequency radiation (as compared to traditionally used radiation sources - magnetrons with operating frequency of 2.45 GHz) allows maintaining the plasma in a wide pressure range from 10^{-4} mbar to 10 mbar and the plasma density to reach more than 10^{12} cm⁻³. This paper presents the results of nitrogen plasma parameters measurements using Langmuir probe. High density of the plasma in the source provides a large flow of reactive (atomic) nitrogen. The flow of atomic nitrogen is estimated by mass-spectrometry method of atomic nitrogen reaction with nitrogen monooxide. The atomic nitrogen flux is at least more than 10 sccm.

ПРОВОДИМОСТЬ И РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННЫХ GaN:Si ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУР

О.А.Войцеховская¹, Р.М.Руденко¹, Б.А.Данильченко¹

К.С.Журавлев^{2}, Т.В.Малин², И.В.Осиных², Д.Ю.Протасов²*

¹Институт физики НАН Украины. Проспект Науки 46 МСП, Киев-28, 03680

²ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, 633090, Новосибирск, тел. +7(383)3304475, e-mail: zhur@isp.nsc.ru;

В данной работе приводятся результаты экспериментальных исследований проводимости нитрид галлиевых объемных эпитаксиальных структур легированных кремнием с концентрациями $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $1.7 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Электрические измерения выполнялись методом Ван-дер-Пау в широком интервале температур 4.2 – 300К. Было изучено влияние облучения электронами с энергией 1 МэВ в интервале доз 10^{14} – 10^{16} эл./см² на проводимость таких структур. Облучение образцов проводилось при комнатной температуре. В исходных, необлученных, структурах подвижность носителей при комнатной температуре была $155 \text{ см}^2/(\text{В} \times \text{сек})$ для образца с $N_0 = 1.04 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $159 \text{ см}^2/(\text{В} \times \text{сек})$ в образце с $N_0 = 1.7 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Установлено, что облучение в пределах используемых доз облучения не приводит к заметным изменениям, как концентрации, так и подвижности.

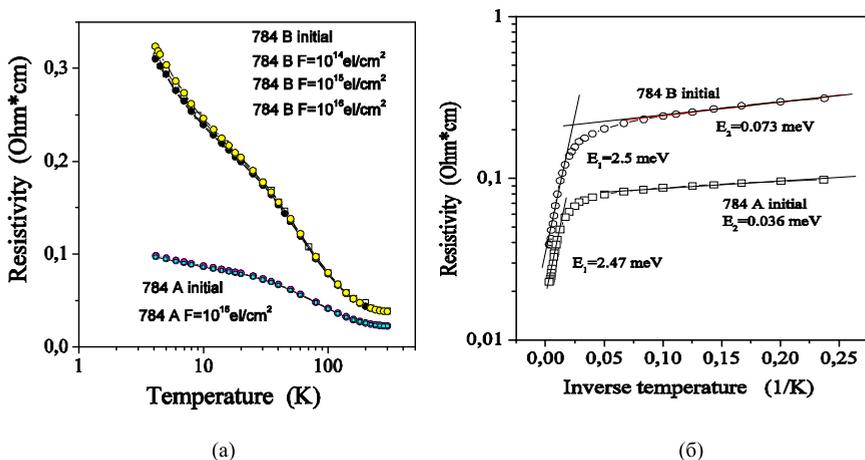


Рис.1 а и б. Температурные зависимости удельного сопротивления GaN:Si эпитаксиальных структур с различными исходными концентрациями примесей кремния в исходном состоянии и после облучения электронами с энергией 1МеВ.

На рис.1 приведены типичные зависимости удельного электрического сопротивления от температуры, измеренные в интервале 4.2-300К. Из приведенных на этом рисунке данных для образца с исходной концентрацией $1.04 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ видно, что облучение не изменяет характера проводимости во всем исследуемом интервале температур. Для определенности скажем, что после облучения дозой 10^{16} эл./см², концентрация носителей при комнатной температуре возросла до $1.08 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ а подвижность несколько уменьшилась до $150 \text{ см}^2/(\text{В} \times \text{сек})$. Анализ экспериментальных результатов, приведенных на Рис.1а показывает, что в обоих образцах проявляются два типа проводимости. Это можно видеть из данных, представленных на Рис.1б. В интервале низких температур 4.2–40К наблюдается проводимость низкой энергией активации E_2 , зависящей от исходного уровня легирования. В образце с меньшей концентрацией, равной $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, энергия активации больше, и равна 0.073 meV . В два раза меньшая энергия активации $E_2 = 0.036 \text{ meV}$ наблюдается в образце с большей концентрацией, равной $1.7 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Такое поведение является характерным для сильно легированных полупроводников с проводимостью по примесной зоне. В интервале высоких температур 40–300К наблюдается примесная проводимость с

энергией активации E_1 , практически независимой от концентрации примесей. Значение этой энергии, равной 2.5 meV, можно связать с переходами носителей из примесной зоны проводимости в нижний край зоны проводимости нитрида галлия.

В результате проведенных исследований показано, что проводимость сильно легированных эпитаксиальных GaN:Si структур в интервале температур 4.2 – 300K характеризуется двумя энергиями активации, E_1 и E_2 . Проводимость с энергией активации E_2 можно ассоциировать с проводимостью по примесной зоне в пределах которой происходят переходы носителей с локализованных состояний примесной зоны в состояния выше края зоны проводимости. Величина этой энергии сильно зависит от уровня легирования и уменьшается с увеличением концентрации легирующей примеси. Энергия активации E_1 характеризует переходы носителей из примесной зоны в край зоны проводимости кристалла GaN и практически не зависит от концентрации примеси кремния. Следует отметить, что полученные значения энергий активации E_2 крайне малы и это обстоятельство делает исследуемые структуры перспективными для их использования в качестве детекторов далекого ИК и ТГц излучения. Эти электрические характеристики материала оказались устойчивы к радиационному облучению электронами 1МэВ до интегральных доз 10^{16} эл./см².

CONDUCTIVITY AND RADIATION HARDNESS OF HEAVILY DOPED GAN:SI EPITAXIAL STRUCTURES

*E.A. Voitsihovska¹, R.N.Rudenko¹, B.A.Danilchenko¹
K.S.Zhuravlev^{2*}, T.V.Malin², I.V.Osinnykh², D. Yu.Protasov²*

¹ Institute of Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Prospect Nauky 46, Kyiv,
UKRAINE, 03028

²Rzhanov Institute of Semiconductors Physics, pr. Lavrentieva, 13, 630090, Novosibirsk,
phone. +7(383)3304475, e-mail: zhur@isp.nsc.ru;

Structures based on GaN demonstrate set of characteristics promising for use in power and high frequency microelectronics. An important aspect in the use of microelectronic devices is their resistance to various external factors and the stability of their operation in extreme conditions, specifically, under the influence of high intensity radiation. The last one remains an actual problem for the device performance for application in space environment. This was a reason for our study the radiation resistance of heavy doped GaN epitaxial structures.

СРАВНЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ОБЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛАНАРНЫХ СТРУКТУР И НАНОСТОЛБИКОВ С МКЯ InGaN/GaN

П.С. Вергелес¹, Е.Б. Якимов^{1}, А.А. Поляков²*

¹ Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Академика Осипьяна, 6, 142432, г. Черноголовка, Московская обл.;

² ФГУП «Гиредмет», Большой Толмачевский пер. 5, 119017, Москва; тел. +7(49652)44182, e-mail: yakimov@iptm.ru

Как было установлено в [1-5], продолжительное облучение светоизлучающих структур с множественными квантовыми ямами (МКЯ) InGaN/GaN низкоэнергетичным электронным пучком в растровом электронном микроскопе может существенно менять их электрические и оптические свойства. Это проявляется, например, в изменении спектров катодолуминесценции (КЛ) и в изменении сигнала в режиме наведенного тока. Скорость изменения спектров КЛ возрастает при уменьшении области сканирования вследствие повышения эффективной дозы облучения. Поскольку при исследовании методами РЭМ нанообъектов таких, например, как наностолбики с активным слоем (КЯ) InGaN/GaN, необходимо повышать увеличение, а значит и дозу облучения, исследования влияния электронного пучка на свойства исследуемого объекта необходимы, чтобы понимать, насколько измеренные характеристики отличаются от исходных (до облучения) свойств. Кроме того, поскольку такие исследования связаны с инжектированием неравновесных носителей заряда в активную область, они могут позволить получить информацию о процессах, проводящих к деградации таких структур.

В настоящей работе исследовано влияние облучения электронным пучком на планарные структуры и наностолбики, содержащие активный слой с 5 квантовыми ямами InGaN/GaN (2нм/10 нм). Наностолбики получали путем травления планарной светодиодной структуры в плазме. Средний диаметр наностолбиков составлял порядка 200 нм. На исследуемом образце были как области с вытравленными наностолбиками, так и фрагменты исходной планарной структуры. Для сравнения, измерялись спектры КЛ на наностолбиках и на планарной части структуры, как до облучения, так и после него. Исследования проводились в растровом электронном микроскопе JSM 6490 (Jeol), оборудованном системой катодолуминесценции MonoCL3 при комнатной температуре, ускоряющем напряжении 10 кэВ и токе пучка порядка 10^{-10} А. Облучалась площадь порядка 30 $\mu\text{м}^2$, что позволяло получать сравнительно большие дозы облучения за разумные времена даже при малом токе электронного пучка.

На Рис. 1а приведены спектры КЛ для области с исходной планарной светоизлучающей структурой при разных дозах облучения. На рисунке хорошо видна S-образная зависимость положения максимума пика КЛ от дозы облучения электронным пучком. Так же наблюдается значительный рост интенсивности излучения катодолуминесценции при продолжительном облучении. При этом видно, что линия КЛ с энергией 2.8 эВ полностью не пропадает, хотя ее интенсивность существенно падает и она почти не проявляется на фоне линии КЛ с энергией 3 эВ. Таким образом, поведение линии излучения на исследованных образцах было более сложным, чем наблюдалось в работах [1-3], где было обнаружено только увеличение интенсивности КЛ и образование новой линии излучения, смещенной в голубую область относительно исходной.

На Рис. 1б приведены спектры КЛ для разных доз облучения, полученных на области с вытравленными нанотрубками. Из рисунка видно, что уже до облучения основная полоса излучения из квантовых ям смещается в область 3 эВ, что можно объяснить частичной релаксацией упругих напряжений в процессе сухого травления. Было обнаружено, что, если на планарной структуре изменение интенсивности и энергии линий излучения, связанных с квантовыми ямами, наблюдаются при дозах облучения порядка 0.1 Кл/см², то на наностолбиках такие изменения видны уже при дозах облучения на порядок ниже. Такое различие можно объяснить тем, что, как показано ранее, наблюдаемые изменения оптических свойств определяются инжекцией неравновесных носителей заряда в активную область. А в случае наностолбиков количеством электронов, достигающих активную область с квантовыми ямами, может возрастать. При дозах облучения, превышающих 0.5 -1 Кл/см² положение линий и интенсивность КЛ в планарной структуре и наностолбиках под облучением ведут себя схожим образом, что свидетельствует о том, что облучение низкоэнергетичным электронным пучком при достаточно больших дозах облучения приводит к релаксации напряжений и в планарной структуре, так же, как и в наностолбиках. Следует отметить, что, как и в предыдущих исследованиях, все изменения положения линий излучения происходили не путем их плавного смещения, а путем зарождения и роста интенсивности новых линий излучения. Из этого следует, что, если наблюдаемое изменение положения линий излучения и

объясняется, по крайней мере, частично релаксацией напряжений в квантовых ямах, эта релаксация начинается в малых областях структуры и затем размеры этих областей растут с увеличением дозы облучения.

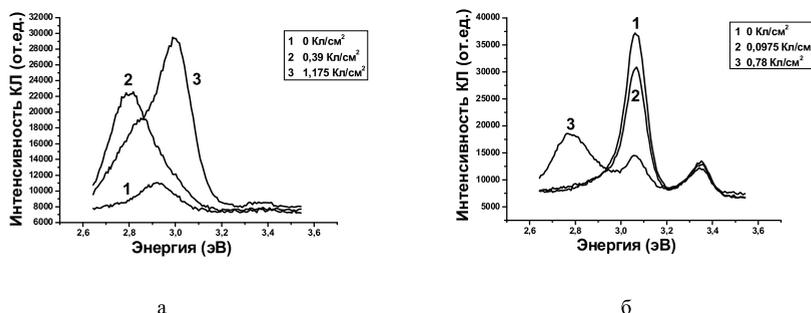


Рис. 1. Спектры катодолуминесценции для разных доз облучения: а) для области с нетравленной планарной светоизлучающей структурой; б) для области с наностолбиками.

Таким образом, исследовано влияние облучения электронным пучком на оптические свойства планарных структур и наностолбиков с МКЯ InGaN/GaN. Показано, что травление наностолбиков приводит к изменению спектра КЛ. Наностолбики оказались более чувствительны к облучению низкоэнергетичными электронами, чем планарные структуры. Наблюдаемые изменения оптических свойств объясняются в предположении стимулированной электронным пучком диффузии собственных точечных дефектов и/или In, что приводит к изменению состава и размеров включений в квантовых ямах с содержанием In, отличным от среднего состава.

- [1] U.Jahn, S.Dhar, H.Kostial, I.M.Watson, K.Fujiwara. Phys. Stat. Sol. (c), **0**, 2223 (2003).
- [2] N.M.Smidt, P.S.Vergeles, E.E.Yakimov, E.B.Yakimov. Solid State Communication, **151**, 208 (2011).
- [3] P.S.Vergeles, N.M.Smidt, E.E.Yakimov, E.B.Yakimov. Phys. Stat. Sol. (c), **8**, 1265 (2011).
- [4] P.S.Vergeles, E.B.Yakimov. J. Phys.: Confer. Ser., **281**, 012013 (2011).
- [5] П.С.Вергелес, Н.М.Шмидт, Е.Б.Якимов. Поверхность, № 10, 33 (2011).

COMPARISON OF E-BEAM IRRADIATION EFFECT ON THE OPTICAL PROPERTIES OF InGaN/GaN MQW PLANAR STRUCTURES AND NANOPILLARS

P.S. Vergeles¹, E.B. Yakimov, A.Y. Polyakov²

¹Institute of Microelectronics Technology RAS, Academician Osip'yan Street, 6, 142432, Chernogolovka;

²Institute of Rare Metals, B. Tolmachevsky, 5, 119017, Moscow;
phone. +7(49652)44182, e-mail: yakimov@iptm.ru

Effects of low energy electron beam irradiation (LEEBI) on the cathodoluminescence (CL) of planar and nanopillar InGaN/GaN multiple quantum well light emitting structures were studied and compared. For planar structures the spectrum before irradiation was dominated by a 2.92 eV band with some contribution from a 2.75 eV band. In the course of LEEBI treatment the intensity of both lines first decreased, presumably due to the introduction of radiation defects, then, after the dose of 0.2 C/cm² increased, reached a maximum and then again decreased. At the same time, the peak energy of the bands was slightly blue-shifted till it reached saturation. The results are explained by increasing the density of nanodots with irradiation till these densities tend to saturate. For nanopillar LED structures, the nature of the bands observed and the effects of LEEBI are believed to be the same as for their planar counterparts. The difference is in a much higher starting intensity of CL and a blue shift of emission line in the nanopillar sample, which is determined by strain relaxation, and a higher introduction rate of non-radiative defects related to a stronger impact of the sidewall surface of nanopillars.

РАЗРАБОТКА ТЕХНОЛОГИИ РЕАКТИВНО-ИОННОГО ТРАВЛЕНИЯ НИТРИДА ГАЛЛИЯ ВО ФТОРСОДЕРЖАЩЕЙ СРЕДЕ

А.В. Желаннов^{1}, О. Б. Алмазов¹, В.Е. Удальцов²*

¹ ОАО «ОКБ - Планета», ул. Федоровский ручей, 2/13, 173004, г. Великий Новгород, тел. +7(911)640-39-95, ZhelannovAV@okbplaneta.ru

² Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого, Б. С.-Петербургская, 41, 173003, г. Великий Новгород, тел. +7(911)6178167, veou@list.ru

Постростовые процессы в производстве полупроводниковых приборов определяют достижимые параметры и надежность приборов. Одной из ответственных операций постростовой обработки приборных структур является микропрофилирование или селективное удаление слоев для формирования меза-изоляции и вскрытия окон к омическим контактам.

Эпитаксиальные слои нитрида галлия выращиваются, как правило, на непроводящих подложках сапфира или на полуизолирующих подложках карбида кремния. Использование таких подложек приводит к необходимости введения в технологический процесс операции микропрофилирования для формирования областей под металлизацию контактов к областям материала n-типа проводимости, а также формирования изоляции между элементами. Микропрофилирование можно реализовать, используя жидкостное химическое травление или сухое плазмохимическое травление.

Большие значения ширины запрещенной зоны и энергии связи делает нитридные материалы системы AlInGaN инертными к большинству применяемых в полупроводниковой промышленности химических травителей. Поэтому все реализованные к настоящему времени методики травления слоев нитридных гетероструктур основаны на сухих ионнохимических методах травления. В качестве сухих методов травления можно использовать реактивное ионное травление в аргоне или плазмохимическое травление в хлор- или фторсодержащих газах.

В работе представлены исследования по глубокому (порядка 2,5-3,0 мкм) травлению эпитаксиальных слоев нитрида галлия. Слои GaN были выращенные на сапфировых подложках (0001), на буферном слое толщиной 1,5 мкм. Исследуемые слои были выращены до толщины в 2,5 мкм. В экспериментах операция удаления слоев проводилась на установке травления в индуктивно-связанной плазме SI 500 PTSA Plasma Etcher.

Проведена серия опытов по формированию рельефа, при этом травление слоев нитрида галлия n-типа осуществлялось методом реактивно-ионного травления в плазме индукционного разряда в газовой смеси на основе SF₆+Ar. Индукционный разряд, позволяющий создавать плотную плазму, в сочетании и одной бомбардировкой обеспечивает хорошие результаты по травлению GaN в атмосфере SF₆/Ar. При травлении в смеси SF₆/Ar (30sccm/5sccm) при мощности плазмы 800Вт и смещении 300В (-200В) получена максимальная скорость травления 800нм/мин.

Для обеспечения селективности травления предварительно создавалась двухслойная маска из никеля и диоксида кремния общей толщиной порядка 1,8 мкм.

В результате работы проведено травление слоев нитрида галлия n-типа проводимости на глубину 2,5-3,0 мкм.

TECHNOLOGY DEVELOPMENT REACTIVE ION ETCHING OF GALLIUM NITRIDE IN FLUORINE-CONTAINING ENVIRONMENT

*A.V. Zhelannov^{*1,2}, O.B. Almazov¹, V.E. Oudaltsov²*

¹ JSC «OCB - Planet», ul. Fedorovskiy ruchey, 2/13, 173004, g. Velikiy Novgorod, phone +7(911) 640-39-95, ZhelannovAV@okbplaneta.ru

² Novgorod State University, ul. Bolshaya St.Petersburgskaya, 41, 173004, Velikiy Novgorod, phone +7(911)6178167, veou@list.ru

The paper presents the research on deep (about 2.5-3.0 microns) etching of epitaxial gallium nitride. In the experiments, the delete layers were carried out on the installation of etching in an inductively coupled plasma SI 500 PTSA Plasma Etcher. A series of experiments on the formation of the relief, and the etching of GaN layers of n-type was carried out by reactive ion etching, plasma induction discharge in gas mixtures based on SF₆+Ar. Etching in a mixture SF₆/Ar (30sccm/5sccm) at 800W plasma power and bias 300W (-200V) obtained the maximum etch rate 800nm/min.

УМЕНЬШЕНИЕ ОСТАТОЧНЫХ МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ В ПОДЛОЖКАХ GaN/САПФИР ЗА СЧЕТ ФОРМИРОВАНИЯ ПРОМЕЖУТОЧНОГО СЛОЯ НАНОКОЛОНОК

Д.М. Артемьев^{1,2}, В.Е. Бугров^{1,2}, М.А. Одноблюдов^{1,2}, А.Е. Романов^{1,2,3}*

¹Группа компаний «Оптоган». Таллинское ш., 206, 198025, Санкт-Петербург, тел. +7(812)4068067, e-mail: dmitry.artemiev@optogan.com;

² НИУ ИТМО. Кронверкский пр., 49, 197101, Санкт-Петербург;

³ФТИ им. Иоффе РАН. Политехническая ул., 26, 194021, Санкт-Петербург;

Подложки GaN, выращенные на сапфире (GaN/сапфир темлэйт) находят широкое применение при производстве светодиодов. Значительное рассогласование коэффициентов термического расширения GaN и сапфира приводит к высокому уровню остаточных механических напряжений, возникающих при охлаждении структуры после роста в реакторе, что может приводить к появлению трещин и, таким образом, значительно ухудшать качество подложек.

Одним из способов релаксации механических напряжений в GaN/сапфир темлэйтх является структурирование – создание промежуточного слоя пор или нанокколонок (термин широко распространен в литературе [1 - 3], несмотря на то, что диаметр колонок колеблется в пределах 100 – 350 нм). Данный слой обладает повышенной податливостью и играет роль буфера, снижающего уровень механических напряжений. Кроме того, указанный слой способствует уменьшению плотности прорастающих дислокаций, увеличивая эффективный радиус их взаимодействия.

В данной работе представлены результаты исследования зависимости остаточных механических напряжений термической природы от геометрических параметров слоя нанокколонок, сформированного в GaN/сапфир темлэйтх. Также оценена возможность отделения слоя GaN от сапфирового основания за счет растрескивания слоя нанокколонок при охлаждении.

Для численного моделирования напряженно-деформированного состояния в подложках GaN/сапфир с пористыми структурами был использован программный комплекс ANSYS Mechanical, оперирующий методом конечных элементов. Была выбрана линейно-упругая модель с анизотропными свойствами материалов.

Геометрия модели представлена на Рис.1 а: промежуточный слой представляет собой упорядоченный массив нанокколонок круглого сечения, расположенных в гексагональном порядке в пленке нитрида галлия. На рисунке показаны основные геометрические параметры, кристаллографическая ориентация ([0001] ось), где H_0 – толщина сапфирового основания; H_1 – толщина начального слоя GaN; H_2 – толщина слоя нанокколонок, H_3 – толщина верхнего слоя GaN, L – продольный размер расчетной области; D – диаметр нанокколонок, W – шаг периодичности слоя нанокколонок (кратчайшее расстояние между центрами соседних нанокколонок). Варьируемыми параметрами являлись относительный диаметр нанокколонок $A = D/W = 0.3 \div 0.7$ и толщина верхнего слоя GaN $H_3 = 0.5 \div 2$ мкм.

В качестве граничных условий на двух смежных боковых гранях задано условие симметрии, а нагрузка была задана в виде собственной деформации, соответствующей уменьшению температуры на 1000 К. В конечно-элементном анализе использованы следующие величины геометрических параметров, соответствующие экспериментально полученным образцам: $H_0 = 450$ мкм, $H_1 = 2.5$ мкм, $H_2 = 0.5$ мкм, $W = 0.5$ мкм, $L_2 = 25.98$ мкм, $L = 1000$ мкм.

Критерием релаксации напряжений было выбрано гидростатическое давление (след тензора напряжений: $\text{tr}(\sigma) = (\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz})/3$), т.к. оно инвариантно относительно системы координат. Нормированное усредненное по объему гидростатическое давление: $\text{tr}(\sigma)/\text{tr}_{\text{poreless}}(\sigma)$ (где $\text{tr}_{\text{poreless}}(\sigma)$ – след тензора напряжений для структуры без промежуточного слоя нанокколонок, усредненный по объему) характеризует степень релаксации напряжений.

В результате анализа более 20 геометрических конфигураций была выбрана оптимальная по критерию минимизации напряжений (степень релаксации около 15%), удовлетворяющая технологическим требованиям на светодиодные подложки: $H_3 = 0.5$ мкм, $D/W = 0.7$. На Рис.1 б показана зависимость степени релаксации нормированных усредненных гидростатических напряжений от геометрических параметров слоя нанокколонок для некоторых из рассмотренных геометрических конфигураций.

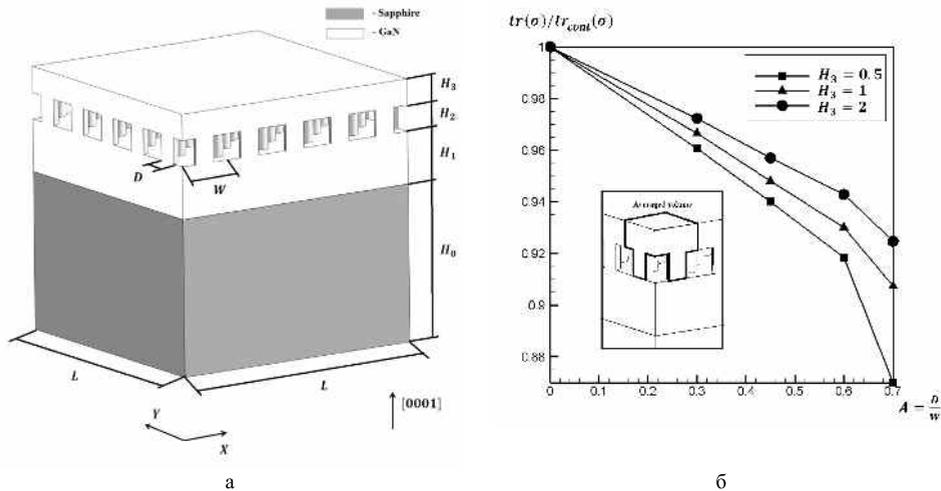


Рис.1. а – расчетная модель; б – графики зависимости степени релаксации напряжений от относительного диаметра нанокколонок для различных толщин верхнего слоя GaN

- [1] R. Bardoux, M. Funato, A. Kaneta, Y. Kawakami, A. Kikuchi, and K. Kishino. Complex strain distribution in individual faceted InGaN/GaN nano-columnar heterostructures. *Optical Materials Express* 47, Vol. 3, No. 1, 2013.
- [2] Tsung-Yi Tang et al. Coalescence overgrowth of GaN nanocolumns on sapphire with patterned metal organic vapor phase epitaxy. *Journal of Applied Physics* 105, 023501, 2009.
- [3] A.Y. Polyakov et al. Properties of nanopillar structures prepared by dry etching of undoped GaN grown by maskless epitaxial overgrowth. *Journal of Alloys and Compounds* 554, pp. 258–263, 2013.

REDUCTION OF RESIDUAL MECHANICAL STRESS IN GaN/SAPPHIRE TEMPLATES VIA PATTERNED NANOCOLUMN INTERLAYER FORMATION

D.M. Artemiev^{1,2}, V.E. Bougrov^{1,2}, M.A. Odnoblyudov^{1,2}, A.E. Romanov^{1,2,3}*

¹ Group of companies «Optogan». Tallinskoye, 206, 198205, Saint-Petersburg, phone. +7(812)4068067, e-mail: dmitry.artemiev@optogan.com;

² National Research University ITMO. Kronverksky, 49, 197101, Saint-Petersburg;

³ Ioffe Physical-Technical Institute RAS. Politechnicheskaya, 26, 194021, Saint-Petersburg;

Reduction of mechanical stress generated at GaN/sapphire interface due to lattice and thermal coefficients mismatch is an important issue on the way to high quality templates for manufacturing more efficient light emitting diodes. One of the techniques to reduce such stresses is the patterned nanocolumn interlayer formation at the vicinity of GaN/sapphire interface with the following GaN overgrowth. The aim of present study is to prove the effectiveness of the described method in residual stresses of thermal origin reduction and to find out the optimal configuration for patterned nanocolumn interlayer. Another aspect of the study is the possibility of self-separation of the overgrown GaN layer by nanocolumns cracking while cooling.

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ДИФФУЗИИ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА, ГЕНЕРИРОВАННЫХ ОСТРО СФОКУСИРОВАННЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ В GaN

А.Н. Амрастаног^{1}, М.А. Степович¹, С.А. Гуизгеймер²*

¹ Калужский государственный университет им. К.Э. Циолковского, ул. Степана Разина 26, 248023, Калуга, e-mail: an_amr@mail.ru;

² Калужский филиал Московского государственного технического университета им. Н.Э. Баумана, ул. Баженова 2, 248600, Калуга;

Диффузия генерированных в полупроводнике неосновных носителей заряда (ННЗ) является одним из наиболее важных процессов, позволяющих проводить количественные исследования с использованием, например, катодолуминесцентного излучения или посредством регистрации тока, наведенного в полупроводнике электронным зондом.

Одним из методов моделирования данного процесса является модель независимых источников, в которой сначала рассматривается диффузионный процесс носителей, генерированных в каждом отдельном микрообъеме полупроводника, а результирующее распределение ННЗ находится суммированием полученных распределений от каждого микрообъема. Эта модель может быть применена для количественного описания процессов в неоднородных и многослойных структурах и потому перспективна при изучении структур полупроводниковой электроники.

Использование данного подхода для исследования процесса диффузии ННЗ для широкого электронного пучка хорошо изучено. В работе [1] приведены расчеты и анализ полученных с использованием данного метода распределений ННЗ, генерированных широким электронным пучком в различных полупроводниковых материалах. Возможность применения модели независимых источников для расчета распределения ННЗ, генерированных в двухслойном полупроводнике широким электронным пучком, приведено в [2].

В силу сложности процесс диффузии для остро сфокусированного электронного пучка изучен мало. В работе [3] приведена функция Грина задачи расчета распределения ННЗ методом независимых источников. Настоящая работа продолжает исследование процесса диффузии ННЗ, генерированных остро сфокусированным электронным пучком, и описывает возможность применения функции Грина, указанную в [3] для точечного источника, для решения стационарного уравнения диффузии ННЗ на примере GaN. В качестве функции генерации ННЗ используется описанная в [4] математическая модель, основанная на возможности раздельного количественного описания вклада энергии поглощенных в мишени и обратно рассеянных электронов.

При проведении расчетов использованы следующие параметры мишени, наиболее характерные для GaN: диффузионная длина $L=0,5$ мкм, приведенная скорость поверхностной рекомбинации $S=100$, что практически соответствует $S = \infty$. Некоторые возможности метода для проведения практических расчетов проиллюстрированы на рисунке 1.

[1] А.А. Белов, В.И. Петров, М.А. Степович. Изв. РАН. Сер. физ., **66** (9), 1317 (2002).

[2] М.А. Степович, М.Г. Снопина, А.Г. Хохлов. Прикладная физика (3), 61 (2004).

[3] W. Van Roosbroeck. J. Appl. Phys., **26**, 380 (1955).

[4] Н.Н. Михеев, В.И. Петров, М.А. Степович. Известия академии наук СССР. Серия физическая, **55** (8), 1474 (1991).

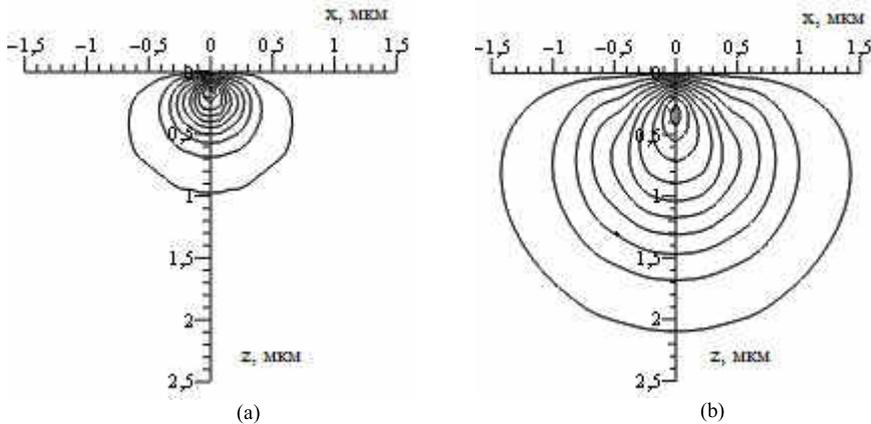


Рис.1. Изображение среза при $y=0$ распределения ННЗ, генерированных электронным пучком в однородном полупроводнике после их диффузии в GaN. Расчеты проведены с использованием модели независимых источников для энергии электронов $E_0=10$ (a) и 20 (b) кэВ.

**ABOUT ONE POSSIBILITY OF MATHEMATICAL MODELING OF DIFFUSION OF
MINORITY CHARGE CARRIERS GENERATED IN GaN BY A ACUTELY FOCUSED
ELECTRON BEAM**

A.N. Amrastanov^{1}, M.A. Stepovich¹, S.A. Ginzgeyer²*

¹ Tsiolkovsky Kaluga State University. Stepan Rasin Str., 26, 248023, Kaluga,
e-mail: an_amr@mail.ru;

² Kaluga branch of Bauman Moscow State Technical University.
Bazhenov Str., 2, 248600, Kaluga;

We investigate possibility of mathematical modeling of diffusion of minority charge carriers generated in GaN by a acutely focused electron beam with energies 10-20 keV. We use model of independent sources in witch all over again it is considered diffusive process of the carriers generated in each separate microvolume of the semiconductor, and resulting distribution of minority charge carriers can be obtained by integrating of the received distributions from each of microvolumes. Calculations are carried out for parameters, characteristic for GaN. The following values of parameters are used: diffusion length $L=0,5 \mu\text{m}$, the resulted reduced surface recombination rate of minority charge carriers $S=100$.

ЗАРЯДОВАЯ НЕЙТРАЛЬНОСТЬ В СОЕДИНЕНИЯХ (В, АL, GА, IΝ)-N: ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА, ПОВЕРХНОСТЬ, ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА

В.Н.Брудный^{1*}, А.В. Кособуцкий², Н.Г. Колин³

¹ Национальный исследовательский Томский государственный университет. Пр. Ленина 36, 634050, Томск, тел. +7(382)2423493, e-mail: brudnyi@mail.tsuru;

³ Кемеровский государственный университет. Ул. Красная 6, 650043, Кемерово
² НИФХИ им. Л.Я. Карпова. Киевское шоссе 109, 249033, Обнинск

Локальная зарядовая нейтральность в полупроводниках играет значительную роль в формировании электронных свойств дефектного материала; она задает электронное состояние поверхности, в значительной мере определяет энергетические диаграммы границ металл/полупроводник, полупроводник/полупроводник, включения второй фазы в полупроводнике, а также проявляется в эффективности легирования полупроводников примесями с высокой растворимостью. Качественной характеристикой при этом выступает так называемый уровень зарядовой нейтральности (*CNL*) полупроводника, для оценки которого в настоящее время разработано несколько аналитических моделей. При расчетах уровень *CNL* отождествляется с точкой ветвления комплексной зонной структуры кристалла и определяется как энергия, вблизи которой происходит смена донорно - акцепторного характера щелевых состояний полупроводника.

Перспективы использования соединений (В, Al, Ga, In)-N в опто- и микроэлектронике требуют знания, как влияют собственные дефекты решетки на электронные свойства нитридов, как рассчитать высоту барьера Шоттки и разрывы зон в гетеропарах с участием нитридов, как оценить электронное состояние поверхности полупроводника. Поэтому исследования зарядовой нейтральности в нитридах представляет значительный научный и практический интерес.

При расчетах уровня *CNL* в нитридах нами были использованы:

модель локального химпотенциала для электронов и дырок, захваченных на щелевые состояния кристалла [1]

$$\delta G_0(E, CNL)/\delta E = 0 \quad (1)$$

модель наиболее «коротких» (наиболее локализованных) щелевых состояний кристалла [2]

$$\delta^2 G_0(E, CNL)/\delta^2 E = 0 \quad (2)$$

модель усредненной по зоне Бриллюэна запрещенной энергетической щели кристалла $\langle E_G \rangle$ [1]

$$CNL \equiv \langle E_G \rangle / 2 \quad (3)$$

Здесь энергия *E* зависит только от зонного спектра полупроводника и при $E = CNL$ парциальные вклады в усредненную по объему элементарной ячейки функцию Грина $G_0(E, CNL)$ от валентных зон $|G_V(E, CNL)|$ и от зон проводимости $|G_C(E, CNL)|$ равны.

Расчеты величин *CNL* в нитридах с использованием выражений (1-3) показали их близкое соответствие (Таблица). Здесь зонные спектры нитридов вычислены из первых принципов в рамках теории функционала плотности, а детали расчетов опубликованы в работах [3,4].

Таблица. Расчетные E_g и экспериментальные (E_g) значения ширины запрещенной зоны, расчетное значение *CNL* в соответствии с выражениями (1-3) и его среднее значение $\langle CNL \rangle$, экспериментальные значения F_{lim} , F_{bS} , F_{hp} , F_{ss} в нитридах. (Численные данные приведены относительно потолка валентной зоны кристалла, эВ).

п/проводник	E_g (E_g)	<i>CNL</i> (1)	<i>CNL</i> (2)	<i>CNL</i> (3)	$\langle CNL \rangle$	$F_{lim}, F_{bS}, F_{hp}, F_{ss}$
BN	7.86(7.23)	3.35	4.01	3.85	3.73	-
AlN	6.04(6.25)	3.33	3.73	3.51	3.52	3.4 ^d , 3.55 ^d
GaN	3.53(3.51)	2.73	2.80	2.64	2.59	2.66 ^b , 2.5 ^c , 2.6 ^d
InN	1.17(0.78)	1.65	1.63	1.84	1.71	1.6 ^b , 1.83 ^c , 1.58 ^e

Здесь ${}^b F_{\text{lim}}$ – предельное положение уровня Ферми в полупроводнике, насыщенном собственными дефектами решетки с помощью жесткого облучения; ${}^c F_{\text{bS}}$ – высота барьера металл/полупроводник; ${}^d F_{\text{np}}$ – данные, полученные из измерений разрывов зон в гетеропарах; ${}^e F^{\text{ss}}$ – положение уровня Ферми на поверхности полупроводника. Следует отметить, что некоторое завышение расчетной ширины запрещенной зоны в соединениях wz-BN и wz-InN по сравнению с экспериментальными значениями несущественно сказывается на расчетной величине CNL , поскольку вклад зонных состояний точки Γ в эту величину незначителен.

Вычисленные нами значения CNL с использованием моделей (1-3) достаточно близки как между собой, так и соответствуют оценкам других авторов. При этом расчетные значения CNL хорошо согласуются с экспериментальными величинами предельного положения уровня Ферми F_{lim} в облученных быстрыми нейтронами кристаллах wz-GaN ($E_v + 2.66$ эВ) и протонами wz-InN ($E_v + 1.6$ эВ), а также с высотой барьера Pt/wz-(n-GaN) – $E_v + 2.5$ эВ и положением уровня Ферми F_{SS} на поверхности InN ($E_v + (1.39-1.8)$ эВ), а также соответствуют величине $CNL \approx E_v + 3.55$ эВ в wz-AlN оцененной из исследований разрыва энергетических зон на границе wz-GaN/wz-AlN [4]

Как следует из представленных данных, уровень CNL в соединениях BN, AlN, GaN расположен глубоко в верхней половине запрещенной зоны, что обеспечивает переход данных соединений в высокоомное состояние v – типа проводимости в результате накопления в материале собственных дефектов решетки. В свою очередь последствием "низкого" положения дна зоны проводимости (точки Γ) в энергетическом спектре InN является сдвиг уровня CNL в область разрешенных энергий зоны проводимости данного соединения, что должно обеспечить его n^+ - тип проводимости при высокой плотности собственных дефектов решетки. Именно с этим связывают высокую плотность свободных электронов $5 \cdot 10^{17} - 10^{21}$ см⁻³ в специально нелегированном InN. При этом в соединениях BN, AlN, GaN приповерхностный слой обеднен электронами, что обуславливает его полужолирующие свойства, а в случае InN приповерхностный слой имеет n^+ - тип проводимости.

Таким образом, положение уровня зарядовой нейтральности определяет не только электронные свойства дефектных нитридов, но и положение уровня Ферми на поверхности материала и, следовательно, работу выхода полупроводника, высоту барьера Шоттки и разрывы энергетических зон в полупроводниковых гетеропарах с участием нитридов. Кроме того, представленные данные могут быть использованы при оценках первого потенциала ионизации и величины электронного средства в нитридах.

[1] V.N. Brudnyi, S.N. Grinyaev, V.E. Stepanov. *Physica B* **212**, 429 (1995).

[2] V.N. Brudnyi, S.N. Grinyaev, N.G. Kolin. *Physica B* **348**, 213 (2004).

[3] V.N. Brudnyi, S.N. Grinyaev, N.G. Kolin. *Russian Journal Physics*. **51**(12), 1270 (2008)

[4] В.Н. Брудный, А.В. Кособуцкий, Н.Г. Колин. *ФТП* **43**(10), 1312 (2009).

CHARGE NEUTRALITY IN (B, Al, Ga, In)-N COMPOUNDS: ELECTRON PROPERTIES, SURFACE, INTERFACES

V.N.Brudnyi¹, A.V. Kosobutsky², N.G. Kolin³

¹ National Research Tomsk State University. Av. Lenin 36, 634050, Tomsk, phone. +7(382)2423493,
e-mail: brudnyi@mail.tsu.ru;

² Kemerovo State University, Ul. Krasnaya 6, 650043, Kemerovo

³ Obninsk's Branch of Karpov Institute of Physical Chemistry, Kiev road 109, 249033

Local charge neutrality plays an important role in many physical phenomena in semiconductors. It determines the electron properties of the defective semiconductors and electron state of semiconductor surface; it defines the barrier height at the interface metal/semiconductor, the band discontinuities in semiconductor heteropairs and so on. In this report the results of the numerical calculations of charge neutrality level position in wz-(B, Al, Ga, In)-N compounds are presented and the electron properties of the defective nitrides, the electron state of the surfaces and the interfaces properties in nitrides are discussed.

ОПТИМИЗАЦИЯ СТРУКТУРЫ УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫХ СВЕТОДИОДОВ НА ОСНОВЕ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ (AlGaInN) МЕТОДОМ ИМИТАЦИОННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

М.Л.Бадгутдинов¹, К.С. Гришаков¹, В.Ф. Елесин¹, Н.И.Каргин¹, В.С. Пашков^{1}, М. А. Ремнев¹*

¹Национальный Исследовательский Ядерный Университет «МИФИ», 115409, Москва, Россия,
Каширское шоссе, дом 31 e-mail: pashkov51@mail.ru

В последнее десятилетие наблюдается значительный прогресс в создании ультрафиолетовых светодиодов (УФ СД) и приборов на основе (AlInGaN) [1-7]. Спектральный диапазон УФ СД на основе гетероструктур (ГС) AlInGaN лежит в пределах длин волн $\lambda = 210 - 400$ нм, а их внешний квантовый выход излучения вблизи $\lambda = 250 - 280$ нм достигает $\eta_e = 0.13 - 2.78$ %. Однако, уровень выходной оптической мощности и внешний квантовый выход УФ СД падают при уменьшении λ , а для большинства важных практических применений необходимо увеличивать мощность и эффективность УФ СД.

В настоящее время актуальным является требование создания источников света с более короткими длинами волн для различных областей. Современные тенденции разработки таких устройств требуют разработки принципиально новых видов источников излучения взамен традиционно используемых для УФ диапазона газоразрядных ламп.

В данном сообщении рассматриваются вопросы исследований и разработок светодиодов ближнего и дальнего ультрафиолетового (УФ) диапазонов на основе твердых растворов нитридов алюминия, индия и галлия (AlN, InN, GaN) и гетероструктур с множественными квантовыми ямами типа AlN/AlGaIn/AlInGaIn/InGaIn/GaN на основе компьютерного моделирования. Рассмотрена возможность оптимизации структур таких светодиодов, проблемы разработок эффективных УФ светодиодов для различных применений.

Известной проблемой при разработке и оптимизации светодиодов является выбор параметров активной области, т.е. размеров и числа квантовых ям, барьеров, степени легирования, структуры блокирующего слоя и т.д.

В работе представлены результаты компьютерного моделирования с помощью двух различных программ Канадской – APSYS [8] и Санкт-Петербургской – SilenSE [9,13,14].

За основу была взята статья тайваньских ученых по моделированию ультрафиолетового светодиода с длинной волны 261 нм [10]. Моделирование проводилось с использованием программы APSYS, а результаты сравнивались с экспериментальной структурой из работы [11], в которой барьеры квантовых ям брались с равной толщиной. Также в работе были предложены две другие структуры: в одной толщина барьеров уменьшается по мере приближения к р-контакту, а в другой наоборот увеличивается.

Были рассчитаны зонная структура, безызлучательная и излучательная рекомбинации, вольт-амперные характеристики, мощность излучения, в том числе пространственное распределение в квантовых ямах электронов и дырок для трех структур из [11].

Результаты, полученные в программе APSYS хорошо совпали с результатами работы [11] и в тоже время расчеты в программе SilenSE показали малую чувствительность распределения дырок к типу структуры и очень высокую концентрацию.

Также важным вопросом в разработке светодиодов является правильный выбор трехмерной геометрии мезы и топологии контактов: форма металлических электродов, их взаимное расположение и размеры, толщина легированных полупроводниковых слоев, размер и форма мезы, толщина прозрачного токопроводящего слоя (ITO) и т.д.

При помощи компьютерного моделирования в программе SpeCLED [12] исследовалось влияние топологии светодиодов и контактов на их характеристики. Были рассчитаны вольт-амперные характеристики и мощность излучения для различных вариантов топологий светодиодов. Проведено сравнение имеющихся топологий и найдена оптимальная конфигурация. Результаты, полученные при помощи компьютерного моделирования, сравнивались с экспериментальными.

Кроме того, были рассчитаны характеристики светодиодов при различных толщинах ITO слоя в интервале от 50 нм до 3000 нм, и выявлено его влияние на вольт-амперные характеристики и мощность излучения.

- [1] M.A. Khan, K.Balakrishnan, T.Katona, Nature Photonics 2, 77 - 84 (2008).
- [2] M.A. Khan, M. Shatalov, H.P. Maruska, H.M. Wang and E. Kuokstis, Japanese Journal of Applied Physics Vol. 44, No. 10, 2005, pp. 7191–7206.
- [3] H. Hirayama, Journal of Applied Physics 97, 091101 (2005).
- [4] Yitao Liao et al, Appl. Phys. Lett., vol 98, p081110, 2011.
- [5] K. Balakrishnan et al, Jpn. J. Appl. Phys., vol 49, p040206, 2010.
- [6] H. Hirayama et al, Appl. Phys. Express, vol 3, p031002, 2010.
- [7] Max Shatalov et al, Appl. Phys. Express, vol 5, p082101, 2012
- [8] APSYS by Crosslight Software Inc., Burnaby, Canada, available at <http://www.crosslight.com>.
- [9] <http://www.str-soft.com/products/SiLENSE/>
- [10] Miao-Chan Tsai et al, Appl. Phys. Lett., vol.98, p.111114, 2011
- [11] Hideki Hirayama et al Appl. Phys. Lett., vol.91, p071901, 2007
- [12] <http://www.str-soft.com/products/SpecLED/>
- [13] M. V. Bogdanov, K. A. Bulashevich, I. Yu. Evstratov, S. Yu. Karpov, , Phys. Stat. Solidi (c) 5 (2008) 2070–2072.
- [14] S. Yu. Karpov, «Visible Light-Emitting Diodes», In: Nitride Semiconductor Devices: Principles and Simulation, Ed. J. Piprek, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, Ch.14 (2007) 303-325.

OPTIMIZATION OF ULTRA-VIOLET AlGaInN LIGHT-EMITTING DIODES (COMPUTER SIMULATION)

M.L.Badgutdinov¹, K.S.Grishakov¹, V.F.Elesin¹, N.I.Kargin¹, V.S.Pashkov¹, M.A.Remnev¹

¹National Research Nuclear University "MIFI", Kashirskoye Highway, 31, 115409, Moscow, Russia,
e-mail: pashkov51@mail.ru

The creation of light sources with shorter wavelengths in various areas is actual. In the message questions of researches and development of light-emitting diodes of near and far ultra-violet (UV) of ranges on the basis of solid solutions of aluminum, indium and gallium nitrides (AlN, InN, GaN) and heterostructures with multiple quantum walls like AlN/AlGaN/AlInGaN/InGaN/GaN on the basis of a computer simulation are considered. Known problem of the developing and optimization of light-emitting diodes is the choice of the active area parameters. In this paper computer simulation by means of two various programs Canadian – APSYS and St. Petersburg – SilenSE was carried out. The zonal structure, non-emissive and emissive recombinations, volt-ampere characteristics, output power, including spatial distribution in quantum walls of electrons and holes for three structures were calculated. The results received on the APSYS program, coincided with the results of other authors. By means of computer simulation in the SpecLED program influence of topology of light-emitting diodes and contacts on their characteristics was investigated. Volt-ampere characteristics and output power for various options of topology of light-emitting diodes were calculated. Comparison of available topology is carried out and the optimum configuration is found. The results received by means of computer modeling, were compared to the experimental.

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ ТРАНСПОРТ НОСИТЕЛЕЙ В СВЕТОДИОДАХ С МНОЖЕСТВЕННЫМИ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ InGaN/GaN

И.А. Прудцев, О.П. Толбанов, С.С. Хлудков

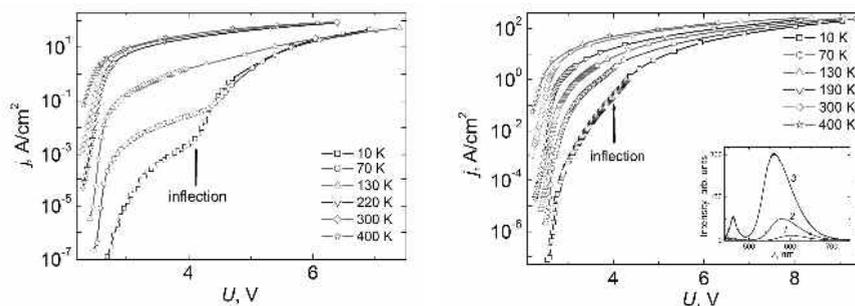
Томский государственный университет. Пр. Ленина, 36, 634050, Томск
тел. +7(3822)413828, e-mail: jaia@pochta.ru;

Для светодиодов с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN ранее рассматривалось несколько механизмов переноса носителей в активной области при электролюминесценции. Наиболее распространен диффузионно-дрейфовый подход [1]. В силу того, что расстояния, на которые переносится заряд, сопоставимы с длиной свободного пробега электронов в GaN, также неоднократно рассматривался квазибаллистический перенос носителей [2,3]. В ряде работ указывается, что туннелирование носителей между квантовыми ямами также может обуславливать высокую проводимость активной области в режиме электролюминесценции (например, [4]).

В настоящей работе будет показано, что при низких температурах в активной области InGaN/GaN наиболее вероятен перенос носителей за счет туннелирования по дефектам между квантовыми ямами (прыжковый транспорт) либо квазибаллистический перенос электронов. В ходе эксперимента измерялись температурные зависимости вольт-амперных характеристик (ВАХ) светодиодов с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN синего диапазона при $T = 10\text{--}400\text{ K}$. Также были измерены ВАХ в условиях засветки излучением с длинами волн 405 и 325 нм.

Вольт-амперные характеристики в режиме электролюминесценции представлены на рис. 1. До температур $T < 100\text{--}130\text{ K}$ наблюдается сложный вид ВАХ. Условно ВАХ можно разбить на два участка (1 – до точки перегиба (inflection), 2 – после точки перегиба).

При аппроксимации первого участка экспоненциальной зависимостью инжекционного тока, коэффициент неидеальности резко возрастает при уменьшении температуры ($n_{\max} = 30\text{--}50$); наблюдается сильное ограничение тока. При этом ток остается достаточно большим и в основном обусловлен излучательной рекомбинацией (согласно измерениям квантового выхода, рис.2); вымораживание носителей не наблюдается. Ограничение тока проявляется по-разному на образцах различных производителей и выражено тем сильнее, чем меньше туннельный ток при напряжениях $U \leq 2.2\text{ В}$. Данный факт указывает на влияние структурного совершенства GaN на протекание тока в режиме электролюминесценции.



(a)

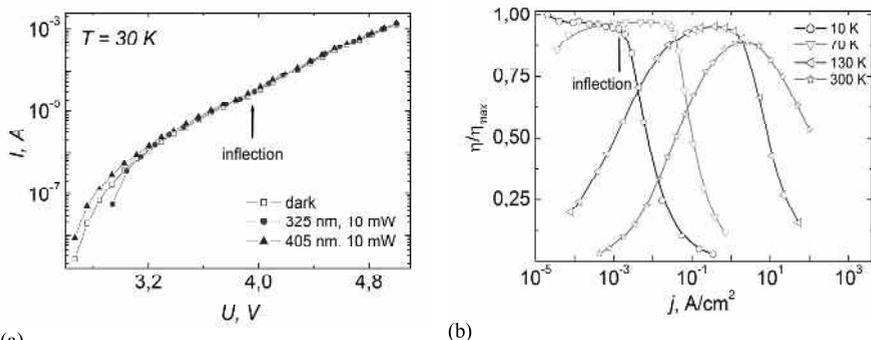
(b)

Рис.1. Семейство прямых ВАХ светодиода из партии с меньшими туннельными токами (а) и большими туннельными токами (б) для температур $T = 10\text{--}400\text{ K}$. На вставке – спектры электролюминесценции при туннельной рекомбинации светодиода (б) для $T = 300\text{ K}$ при напряжениях, В: 1 – 2.0, 2 – 2.1, 3 – 2.2.

Анализ результатов показал, что в области температур ниже $100\text{--}130\text{ K}$ инжекция дырок в квантовые ямы происходит за счет туннелирования из локализованных состояний акцепторов слоя p-GaN. Согласно расчетам в приближении Вентцеля–Крамерса–Бриллюэна инжекция электронов также преимущественно происходит за счет туннелирования через первый барьер со стороны p-GaN. Таким образом, вероятность квазибаллистического переноса или диффузионного переноса носителей после релаксации мала в области низких температур на данном участке ВАХ, так как инжектированным носителям препятствует GaN-барьер. Именно поэтому наиболее вероятен перенос за счет прыжковой проводимости в хвосте плотности состояний барьеров GaN [5].

Наличие прыжковой проводимости также подтверждается результатами исследований зависимости прямой ВАХ при внешней засветке (рис. 2,а). Из рисунка 2 видно, что при прямом смещении наблюдается рост прямого тока на рассматриваемом участке. Появление дополнительного прямого фототока при поглощении в области квантовых ям возможно при наличии дополнительного падения напряжения, не связанного с сопротивлением p-GaN. Перенос заряда в этом случае происходит за счет тех фотоносителей, которые перемещаются в хвосте плотности состояний барьеров GaN активной области InGaN/GaN, так как термически активированный транспорт при низких температурах маловероятен.

Обнаружено, что точка перегиба ВАХ соответствует началу резкого спада квантового выхода с током (рис.2,б). Анализ результата показал, что в области низких температур на втором участке ВАХ наиболее вероятен квазибаллистический перенос электронов через активную область, так как после релаксации по энергии концентрация свободных электронов в области барьеров p-GaN мала.



(а) Рис.2. Прямая ВАХ светодиода с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN при различных условиях засветки (а); Нормированная на максимальное значение (η_{\max}) зависимость внешнего квантового выхода от плотности протекающего тока светодиода (рис. 1,а) при различных температурах (б).

Таким образом, сложный вид ВАХ в режиме электролюминесценции должен быть обусловлен туннельной инжекцией и прыжковой проводимостью; при достижении некоторого критического значения прямого напряжения происходит смена механизма на квазибаллистический перенос электронов через активную область с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 12-02-31365.

- [1] K.A. Bulashevich et al. J. Comp. Phys., **213**, 214 (2006).
- [2] X. Ni et al. Superlat. and Microstr., **48**, 133 (2010).
- [3] D. S. Sizov et al. IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., **17**(5), 1390 (2011).
- [4] Guan-Bo Lin et al. Appl. Phys. Lett., **100**, 161106 (2012).
- [5] Н.И. Бочкарева и др. ФТП, **44**, 822 (2010).

LOW-TEMPERATURE TRANSPORT OF CARRIERS IN InGaN/GaN MULTIPLE QUANTUM WELL LIGHT-EMITTING DIODES

L.A. Prudaev, O.P. Tolbanov, S.S. Khludkov

Tomsk State University. , 634050, Tomsk,
phone. +7(3822)413828, e-mail: jaia@pochta.ru;

The work is devoted to carrier transport in blue light-emitting diodes based on InGaN/GaN multiple quantum wells. The results of experimental study of direct current-voltage characteristics for wide temperature range ($T = 10\text{--}400\text{ K}$) will be presented. It will be shown that at low temperatures ($T \leq 100\text{--}130\text{ K}$) the carrier transport is realized due to hopping in the band tail of GaN barriers or quasi-ballistic overflow of electrons from n-GaN to p-GaN region. In hopping regime additional voltage is applied to InGaN/GaN active region with multiple quantum wells and barriers. Such a process is evident from experimental data of light-emitting diodes photocurrent under direct bias and selective excitation with violet laser (405 nm). The transport mechanism changing from hopping to quasiballistic regime is associated with inflection of current-voltage curve at low temperatures.

ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССА ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ ОБРАБОТКИ ПОВЕРХНОСТИ AlGaN В КИСЛОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ НА КАЧЕСТВО ОМИЧЕСКИХ КОНТАКТОВ

К.Л. Енишерлова¹, А.В. Лютца¹, Л.Ф. Сейдман², Э.М. Темпер¹, А.М. Коновалов³, В.В.Пищугин³*

¹ Федеральное Унитарное Государственное Предприятие «Научно-производственное предприятие «Пульсар» 105187 Москва, Окружной проезд 27, 8(495) 366-54-00, e-mail: Enisherlova@pulsarmp.ru

² Институт Функциональной Ядерной Электроники НИЯУ МИФИ, Москва, Каширское шоссе д.31, e-mail: seidl@yandex.ru

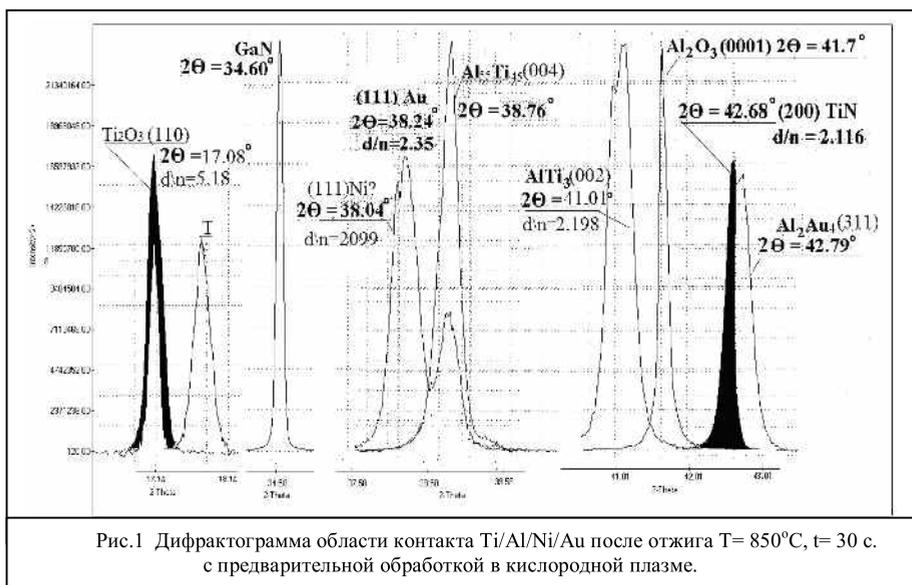
³ ОАО «ГЗ «Пульсар», 105187 Москва, Окружной проезд 27

Исследовалось влияние обработки в кислородной плазме, которая в ряде случаев используется перед напылением металлов, на свойства омических контактов на гетероструктурах AlGaN/GaN. В качестве исходной использовалась гетероструктура с активным легированным слоем Al_{0,26}GaN ($N_{Si} = 3.10^{18} \text{ см}^{-3}$) и верхним нелегированным слоем GaN толщиной 25Å. Исходная структура была разделена на две равновеликие части, на одной части при технологических операциях использовалась предварительная обработка в кислородной плазме, на другой – нет. На пластине были сформированы тестовые структуры БШ, омические контакты и металлические контакты к этим элементам. Для формирования омических контактов использовалась четырехслойная металлизация Ti/Al/Ni/Au при соотношении толщин: Ti:Al=1:(7-8), толщина слоев Ni и Au составляла 500 и 1000Å, соответственно. БШ формировались нанесением двухслойной металлизации Ni/Au (600Å/1500Å) и вжиганием после формирования заданного рисунка. Обе системы металлизации наносили термическим испарением. Подложки при нанесении не нагревали. Испарение останавливалось по достижении заданной толщины пленки. Вжигание контактов проводили в потоке азота при $T=850^\circ\text{C}$, $t=30$ сек. На отдельных образцах гетероструктур AlGaN/GaN формировались двухслойные слои Ti/Al с предварительной очисткой кислородной плазмой и без, которые также вжигались при разных температурах. Образцы анализировались как до вжигания, так и после. На тестовых структурах омических контактов определялось среднее значение величины сопротивления контактов, приведенной к единице площади (ρ_s) методом длинной линии (TLM). Анализировалось также наличие различных фаз напыленных металлов, образующихся при отжиге. Контроль фазового состава проводился рентгеновским методом на однокристалльном дифрактометре ХМД-300, оснащенный оптикой Кумахова. Анализ фазового состава проводился путем измерения зависимости интенсивности отраженного рентгеновского излучения от угла падения пучка при измерении по схеме брэгговского отражения в диапазоне углов $17^\circ - 50^\circ$. Идентификация пиков проводилась по справочным данным.

Рентгеновский анализ образцов с напыленными двумя слоями Ti/Al показал отсутствие образования соединений этих металлов друг с другом и с компонентами подложки в процессе напыления, однако после напыления было зафиксировано наличие как при использовании предварительной очистки в O₂ плазме, так и без пика с угловым положением 17.11° , что может соответствовать образованию Ti₂O₃ (101). Использование предварительной очистки в O₂ плазме приводило к резкому уменьшению величины пика. Проведение последующего кратковременного отжига (850°C , 30 сек) вызывало у образцов с обработкой в плазме полное исчезновение пика Ti₂O₃, но при этом образование фазы TiN не наблюдалось. В эксперименте с напылением и вжиганием только двух слоев Ti и Al образование фазы TiN было зафиксировано только при резком снижении температуры отжига и увеличении длительности процесса, хотя при этом было зафиксировано некоторое количество не прореагировавшего титана. После кратковременного отжига (850°C , 30сек) образцов с напыленными четырьмя слоями Ti/Al/Ni/Au наблюдалось образование большего количества фаз (рис.1), что свидетельствует о взаимодействии всех четырех слоев. Факт наличия TiN был зафиксирован для всех анализируемых образцов, при этом отсутствовал не прореагировавший титан. У некоторых образцов с использованием предварительной очистки в кислородной плазме было зафиксировано наличие пика, предположительно соответствующего Ti₂O₃. Проанализировано возможное взаимодействие всех четырех компонентов при таком отжиге.

Электрические измерения показали, что использование кислородной плазмы позволяет снизить контактное сопротивление практически в два раза. Кроме того, сравнение характеристик сформированных тестовых БШ показало, что обработка в плазме ухудшает V-I – характеристики БШ: рост обратного тока и снижение напряжения пробоя. Таким образом, исследования показали, что использование предварительной очистки поверхности в кислородной плазме способствует формированию омических контактов с меньшим контактным сопротивлением. Это, возможно, связано с «подлегированием» n-слоев гетероструктуры за счет образования вакансий азота (V_N),

формирующих донорные уровни, или за счет возникновения слоя обогащенного атомами кислорода, занявшими в решетке гетероструктуры места азота (O_N), также формирующие донорные уровни. Формирование дополнительных донорных состояний, естественно, должно приводить к ухудшению параметров БШ, что и было зафиксировано. Так же некоторые изменения поверхности под воздействием кислородной плазмы могли влиять на процесс образования окисных слоев в процессе последующего напыления металлов, например образование окислов легкоокисляющегося титана. Об этом свидетельствует факт обнаружения пика Ti_2O_3 , после напыления. Использование кислородной плазмы могло при последующем отжиге способствовать усилению процесса взаимодействия Ti с поверхностью AlGaN.



INFLUENCE of THE OXYGEN PLASMA PRELIMINARY TREATMENT OF AlGaN /GaN STRUCTURE SURFACE ON OHMIC CONTACTS QUALITY

K.L. Enisherlova^{1*}, A.V. Lutzau¹, L.F.Seidman^{2*}, E.M.Temper¹, A.M.Konovalov³, V.V. Pischagin³

¹ FSUE "S&PE "Pulsar", Moscow, Okrzhnoi proezd 27, 8(495)366 54 00,

e-mail: Enisherlova@pulsarnpp.ru

² National Research Nuclear University "MEPhI". Moscow, 31, e-mail: seid1@yandex.ru

³ Open Joint Stock Company " State Plant "Pulsar" Moscow

Influence of oxygen plasma treatment before metal layers deposition on quality of the ohmic contacts forming has been studied. The initial sample was heterostructure with working layer $Al_{0.26}GaN$ ($N_{Si} = 3.10^{18} \text{ cm}^{-3}$), thickness - 13 nm and upper undoped layer GaN. This structure was divided into two half; the oxygen plasma treatment was performed on the first half, on other half was not performed. The ohmic contacts and Schottki diode tests were formed on both halves of sample in single technological process. XRD scans of annealed Ti/Al/Ni/Au ohmic contacts were analysed. Specific contact resistivity (ρ_c) of Ti/Al/Ni/Au ohmic contact was measured by TLM method. It is shown, that oxygen plasma treatment using before metal layers deposition ensured decrease of contact resistivity. One possible explanation is that into ohmic contacts area were generated donor-like nitrogen vacancies V_N and/or the donor-like layer near surface formed by oxygen on nitrogen sites (O_N). In addition the improvement of quality ohmic contacts on account of oxygen plasma treatment may be connected with prevention of oxide layers formation at metal deposition. These oxide layers, example Ti_2O_3 , were revealed in analyzing structures.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИСЛОКАЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ БУФЕРНЫХ СЛОЕВ GaN МЕТОДОМ ПРОФИЛЬНОГО АНАЛИЗА РЕНТГЕНДИФРАКЦИОННЫХ МАКСИМУМОВ

Е.В. Верховцева^{1,2}, М.В. Байдакова², П.Н. Брунков², В.В. Лундин², А.Е. Николаев²,
Р.В. Соколов², М.А. Яговкина², В.М. Казанер³, В.С. Копп³*

¹СПбГПУ. Политехническая, 29, 195251, Санкт-Петербург

²ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН. Политехническая, 26, 194021, Санкт-Петербург
тел. +7 (812) 292-73-92, *e-mail: xray@mail.ioffe.ru

³Paul Drude Institute for Solid State Electronics, Berlin, Germany

При выращивании различных приборных структур на основе III-N соединений в качестве буферных слоев чаще всего используются эпитаксиальные слои GaN толщиной несколько микрон, выращенные на сапфировых подложках. Большое рассогласование в плоскости интерфейса между GaN и сапфиром приводит к генерации дефектов. В большинстве случаев в них преобладает система прямолинейных, прорастающих перпендикулярно поверхности дислокаций краевого и винтового типов [1] с концентрацией порядка 10^9 см^{-2} . Целью нашей работы было исследование дислокационной структуры таких слоев рентгенодифракционным методом.

Слои GaN выращивались методом МОС-гидридной эпитаксии на установке АIX2000HT с планетарным реактором вместимостью 6 подложек диаметром 2 дюйма. Аммиак, триметилгаллий, триметилалюминий и моносилан использовались в качестве соединений – источников. В качестве несущих газов использовались: водород и азот. Исследованные образцы GaN толщиной порядка 4 мкм характеризуется различным соотношением дислокаций краевого и винтового типов, вследствие различных условий начального роста [2].

Выращенные структуры исследовались методами просвечивающей электронной микроскопии (ТЕМ), атомно-силовой микроскопии (AFM), рентгеновской дифрактометрии высокого разрешения (HRXRD). Рентгенодифракционные исследования производились на многофункциональном рентгеновском дифрактометре D8 Discover (Bruker-AXS, Германия) в трехкристальной схеме и параллельной геометрии пучка рентгеновского излучения. Источником рентгеновского излучения является трубка с вращающимся медным анодом ($\lambda=0,15406 \text{ нм}$) мощностью 6 кВт.

В ходе работы были получены дифракционные кривые и кривые качания для симметричных отражений ((00.2), (00.4)) и кривые качания десяти различных асимметричных отражении в некомпланарной геометрии. Для определения степени однородности напряжения слоя GaN по глубине производился анализ карт рассеяния рентгеновских лучей в пространстве обратной решетки (RSM) в области асимметричного отражения (11.4) в геометрии «скользящего падения».

Анализ полученных данных выявил расхождение результатов ТЕМ и расчетов на основе метода [3] для темплетов, имеющих заметный вклад винтовых дислокаций. Анализируя профили кривых качания, особенно краевые области склонов дифракционных максимумов и учитывая корреляционное соотношение согласно [4], удалось добиться хорошего совпадения с результатами ТЕМ, а именно, рассчитанные концентрации различаются с данными ТЕМ всего лишь в 2 раза (см. таблицу 1). Такое незначительное расхождение объясняется тем, что не учитывается влияние на форму кривой качания таких параметров, как степень неоднородности напряжения в слое по глубине и присутствие дислокаций несоответствия.

AFM исследования морфологии поверхности выявили её изменения в зависимости от напряжений в слое GaN и позволили оценить концентрацию дислокаций, выходящих на поверхность. Как видно из таблицы, данные AFM хорошо согласуются с результатами расчетов метода [3].

Таким образом, методом профильного анализа кривых качания можно получать достоверную информацию о типе и концентрации дислокаций в эпитаксиальных слоях. Учитывая дополнительные неоднородности структур, можно добиться наилучшего согласования данных, полученных различными методами.

Работа выполнена с использованием оборудования регионального ЦКП "Материаловедение и диагностика в передовых технологиях" при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ.

[1] S.D. Lester, F.A. Ponce, M.G. Craford, and D.A. Steigerwald, Appl. Phys. Lett. (1995) 66, 1249

[2] Е.Е. Заварин, В.В. Лундин, М.А. Синицын, Н.А. Черкашин, А.Ф.Цацульников, Тезисы докладов 6-й Всероссийской конференции нитриды галлия, индия и алюминия, С-Петербург (2008), стр. 65

[3] Y.J. Sun, O. Brandt, T.Y. Liu, et al. Appl. Phys. Lett. (2002) 81, 4928

[4] V.M. Kaganer, O. Brandt, A. Trampert, and K.H. Ploog, Phys. Rev. B (2005) 72, 045423.

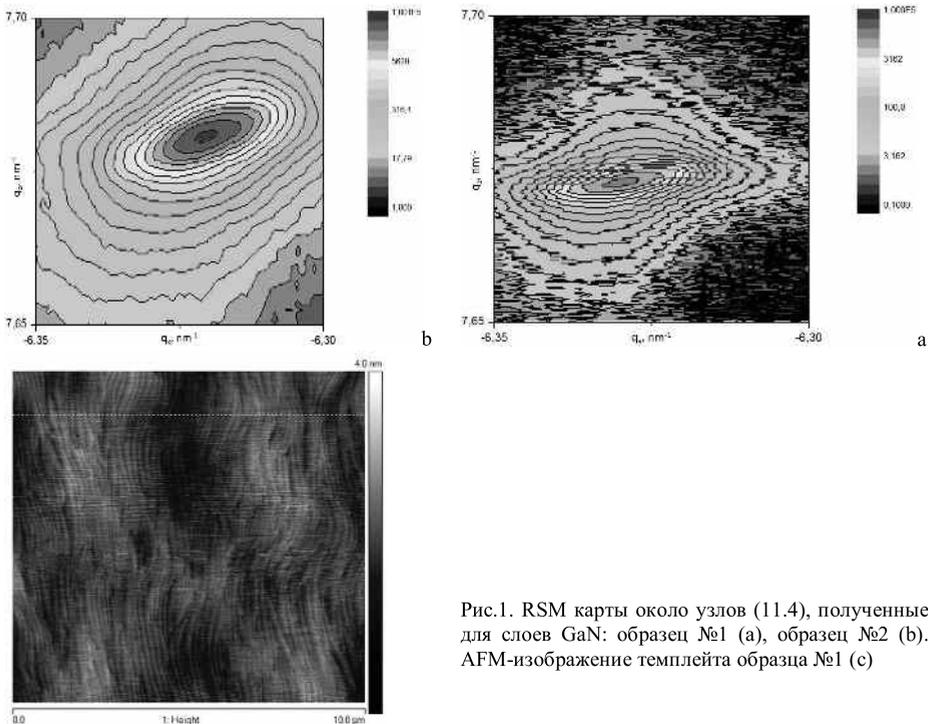


Рис.1. RSM карты около узлов (11.4), полученные для слоев GaN: образец №1 (а), образец №2 (b). AFM-изображение темплейта образца №1 (с)

Таблица 1. Плотности дислокаций исследуемых 4х-микронных слоев GaN.

№	ρ^{XRD} (10^8cm^{-2})	ρ^{AFM} (10^8cm^{-2})	ρ^{TEM} (10^8cm^{-2})	Соотношение дислокаций, %	
				краевые	смешанные
1	15±2	2	6-10	54.2	45.8
2	17±3	2	20-40	95.7	4.3
3	26±6	6	50-70	79.9	20.1
4	58±8	20	20-40	88.2	11.8

STUDY OF DISLOCATION STRUCTURE OF TEMPLATES FOR GaN-BASED OPTOELECTRONIC DEVICES BY X-RAY DIFFRACTION PEAK PROFILE ANALYSIS

E.V. Verkhovtceva^{1,2*}, *M.V. Baidakova*², *P.N. Brunkov*², *W.V. Lundin*², *R.V. Sokolov*²,
*M.A. Yagovkina*², *V.M. Kaganer*³, *V.S. Kopp*³

¹ Saint Petersburg State Polytechnical University. Politekhnikeskaya ul, 29, 195251, Saint Petersburg,

² Ioffe Institute. Politekhnikeskaya ul, 26, 194021, Saint Petersburg;

phone +7 (812) 292-73-92, *e-mail: xray@mail.ioffe.ru;

³ Paul Drude Institute for Solid State Electronics, Berlin, Germany

An aim of the study is to determine dislocation density of templates for devices based on GaN. 4 types of GaN epilayers were grown on (0001) sapphire substrates by Metalorganic Vapor Phase Epitaxy (MOVPE) in AIX2000HT system with planetary reactor for 6 2-inch substrates. The samples of templates GaN thickness of about 4 mkm characterized by different correlation of edge dislocations and screw dislocations, due to the different conditions of initial growth. The dislocation distribution and the actual dislocation density were obtained from X-ray diffraction profile using Bruker D8 Discover X-ray diffractometer. A good agreement was obtained by different methods: HRXRD, TEM, AFM.

Next generation nitride laser diodes and superluminescent diodes <u>Piotr Perlin</u>	12
Pulsed electron beam pumped laser based on InGaN/GaN MQW structure M.M. Zverev, N.A. Gamov, E.V. Zhdanova, D.V. Peregoudov, V.B. Studionov, V.A. Kureshov, A.B. Mazalov, D.R. Sabitov, A.A. Marmalyuk	13
Lasers pumped by InGaN heterostructures emission E.V. Lutsenko	15
Time-resolved luminescent spectroscopy of LED heterostructures based on InGaN/GaN- quantum wells V.I. Oleshko, S.G. Gorina, V.I. Korepanov, V.M. Lisitsyn	18
Analitical and numerical models for AlGaIn/GaN light-emitting diode with the patterned p-electrode I. Khmyrova, Yu. Kholopova, E. Polushkin, A. Kovalchuk, V. Zemlyakov, S. Tomioka, T. Hasegawa, A. Konishi, N. Watanabe, and S. Shapoval	20
AlGaInN blue light emitting diodes wit external quantum efficiency 60% D.A. Zakheim, D.A. Bauman	22
The monolithic single-crystal converter for powerful white light-emitting diode Anikin P.A, ArkhipovM.A., Smirnova S.A., Soshchin N.P	24
Ultraviolet light emitting diodes based on GaN/AlGaIn heterostructures grown by chloride- hydride vapour phase epitaxy: performance study S.Yu Kurin, A.A. Antipov, A.D. Roenkov, I.S. Barash, S. A. Tarasov, E A Menkovich, H. Helava, B.P. Papchenko, Yu. N. Makarov	26
Optimisation of luminophor and chip combination for white LED N.A.Galchina, L.M. KoGaIn, N.P.Soshin, A.N. Turkin	28
Composite InAlN/GaN/InGaIn heterostructures A.F.Tsatsulnikov, W.V.Lundin, E.E.Zavarin, A.E. Nikolaev, A.V.Sakharov, M.M. Rozhavskaya, S.O.Usov, P.N. Brunkov M.A. Synitsin, D.V. Davydov, N.A. Cherkashin	30
III-N movpe reactors: present and future W.V. Lundin, D.V. Davydov, E.E. Zavarin, A.E. Nikolaev, M.A. Sinitsyn, M.G. Popov, A.V. Sakharov, A. F. Tsatsulnikov, M.N. Mizerov, V.M. Ustinov, E.V. Yakovlev, D.S. Bazarevskiy, A.V. Lobanova, and R.A.Talalaev	32
Metodes of increase the structural perfection of AlN layers, obtained by MOCVD A.A. Padalitsa, A.V. Mazalov, D.R. Sabitov, V.A. Kureshov, A.A. Marmalyuk, A.A. Brykovskiy, R.Kh. Akchurin	33
The some technological parameters influence on the structural features of AlN layers growing in silicon wafers Yu.N. Sveshnikov, K.L. Enisherlova, A.V. Lutzau, E.M.Temper, I.N. Tsyplenkov	35
InN films on YSZ substrates Yu.N.Buzynin, M.N. Drozdov, Yu.N.Drozdov, A.Yu. Lukyanov, E.V. Skorochodov, O.I. Khrykin, V.I. Shashkin, P.A.Yunin	37
Influence of the gallium nitride growth initiation on the heterostructure curvature and electroluminescence of LED A.E. Nikolaev, W.V. Lundin, D.V. Davydov, E.E. Zavarin, M.M. Rozhavskaya, A.V. Sakharov, A. F. Tsatsulnikov,	39
Influence of AlGaIn/GaN superlattice on properties of GaN films E.V. Ershov, A.A.Naydin, O.A. Rogachkov, M.V. Lupachev	41
Efficiency of GaN light-emitting diodes and carrier energetic relaxation in InGaIn/GaN quantum wells N.I. Bochkareva, V.V. Voronenkov, Y.T. Rebane, Y.G. Shreter	43

Limitation of abc model to evaluation recombination loss in InGaN/GaN light emitting diodes <u>N.M. Shmidt</u> , Y.V. Kuznetsova, V.G. Sidorov, N.A. TAlNishnikh, E.I. Shabunina, E.B. Yakimov	45
Estimation of auger coefficient in GaN layers <u>E.V. Lutsenko</u> , M.V. Rzhetski, V.N. Pavlovskii, G.P. Yahblonskii, I. Reklaitis, A. Kadys, S. Nargelas, A. Žukauskas	47
Characterization of GaN and GaN based structures by scanning electron microscopy methods <u>E.B. Yakimov</u>	49
About diffusion and cathodoluminescence of electron beam excited excitons for a bulk wide-gap semiconductors. statement of the problem and some of the results of mathematical modeling for GaN <u>A.N. Polyakov</u> , M.A. Stepovich	51
sem investigation of LED with buried InGaN/GaN multiple quantum well active region <u>P.S. Vergeles</u> , E.B. Yakimov, N.M. Shmidt	53
Detection of defects in UV LED chips using true color and narrow-band color cathodoluminescence sem-modes <u>P.V. Ivannikov</u> , A.V. Kuzmenkov, A.I. Gabelchenko, M.L. Badgutdinov, N.I. Kargin	55
AlGaIn heterostructures for spontaneous and stimulated ultraviolet emission sources <u>V.N. Jmerik</u> , E.V. Lutsenko, S.V. Ivanov	57
Kinetics and thermodynamics of AlN crystal formation on (0001)Al ₂ O ₃ surface by ammonia MBE T.V. Malin, <u>V.G. Mansurov</u> , Yu.G. Galitsyn, K.S. Zhuravlev	61
The MBE growth technology development of AlGaIn/GaN heterostructures for ultraviolet p-i-n photodiodes T.V. Malin, A.M. Gilinsky, V.G. Mansurov, D. Yu. Protasov, A.K. Shestakov <u>K.S. Zhuravlev</u> , K.O. Boltar, I.D. Burlakov, M.V. Sednev	63
Progress in III-Nitride technologies development in “svetlana-rost”, jsc <u>D.M. Krasovitsky</u> , A.L. Dudin, S.V. Kokin, N.I. Katsavets, A.G. Filaretov and V.P. Chaly	65
Reducing the threading dislocations density in AlGaIn layers with high Al content grown by plasma assisted molecular beam epitaxy <u>D.V. Nechaev</u> , V.N. Jmerik, V.V. Ratnikov, A.A. Sitnikova, P.N. Brunkov, D.A. Kirilenko, E.M. Mihaylov, S.V. Ivanov	67
Some russian scientific achievements in optoelectronics <u>O.I. Rabinovich</u>	69
GaN MMIC: fabrication benefits <u>Y.V. Fedorov</u>	71
A constructive and technological approach in development of microwave power transistors on heteroepitaxial AlGaIn/GaN <u>A. Kononov</u> , V. Pishchagin, M. Pashkov, A. Makarov	74
Influence of AlGaIn/GaN epitaxial heterostructure design on the device parameters of high power Ka-HEMT <u>V.A. Kureshov</u> , N.A. Torhov, V.G. Bojkov, V.A. Novikov, A.V. Mazalov, D.R. Sabitov, A.A. Padelitsa, A.A. Marmalyuk,	76
Some growth features for AlGaIn/GaN heterostructures on Si substrates for microwave transistors A. Arendarenko, I. Ermoshin, V. Oreshkin, <u>Yu. Sveshnikov</u> , I. Tsypfenkov, V. Garmash, V. Egorkin, V. Zemlyakov, L. Litosh	78
Low dislocation GaN layers for high power HEMT applications, grown by NH ₃ -MBE using high temperature AlN/AlGaIn buffer layers <u>S.I. Petrov</u> , A.N. Alexeev, D.M. Krasovitsky, V.P. Chaly, V.G. Sidorov, V.V. Mamaev,	80

Growth of 2deg structures on AlN/Al ₂ O ₃ templates by ammonia MBE <u>T.V. Malin</u> , V.G. Mansurov, A.M.Gilinsky, D.Yu.Protasov, A.S.Kozhukhov, A.P.Vasilenko, K.S. Zhuravlev	82
MBE in-situ passivation and MBE ohmic contacts growth for hemt GaN heterostructures <u>M.L. Zhanaveskin</u> , A.A. Andreev, I.O. Mayboroda, V.V. Moskvina, P.A. Perminov, Yu.V. Fedorov	84
Micro-Raman, photoluminescence and electrophysical diagnostics of lateral AlGaIn/GaN hemt structures on loads <u>A.V. Naumov</u> , M.P. Trius, A.F. Kolomys, A.S. Romanyuk, V.V. Strelchuk, A.E. Belyaev	86
Review of breakdown mechanisms in AlGaIn/GaN hemt structures <u>A.A. Makarov</u> , N.I. Kargin, R.I. Ivanov	88
Optimization physical bases of nitride semiconductor heterostructures for their application in high efficiency LED devices <u>V.E. Bougrov</u> ,	90
Maskless structuring of the surface of silicon substrates <u>M.G. Mynbaeva</u> , S.P. Lebedev, A.A. Lavrent'ev, K.D. Mynbaev, V.I. Nikolaev,	94
Hydride vapor phase epitaxy of semipolar GaN(2023) layers on Si(100) <u>V.N. Bessolov</u> , Y.V. Zhilyaev, E.V. Konenkova, S.N. Rodin, M.P. Shcheglov, A.A. Efimov, S.A. Kukushkin A.V. Osipov	96
Study of recombination processes in GaN/AlN quantum dots <u>I.A. Aleksandrov</u> , V.G. Mansurov, A.K. Gutakovskii, K.S. Zhuravlev	98
Decoherence of III-N low-dimensional nanostructures quantum processor <u>V.I. Osinsky</u> , I.V. Masol, M.S. Onachenko, A.V. Sushiy	100
Study of photoluminescence intensity temperature dependence of InGaIn/GaN structures I.A. Prudaev, <u>I.S. Romanov</u> , V.V. Kopyev	102
Optical and structural studies of InGaIn alloys grown by MOCVD and MBE A.N. Smirnov, V.Yu. Davydov, A.A. Klochkhin, A.V. Sakharov, R.N. Kyutt, M.A. Yagovkina, E.E. Zavarin, W.V. Lundin, and S. Gwo	104
Polarization doping for optoelectronic devices S.Yu. Karpov, K.A. Bulashevich	106
UV LEDs based on AlGaIn heterostructures <u>K.O. Boltar</u> , I.D. Burlakov, N.I. Iakovleva, N.V. Kravchenko, M.V. Sednev, D.V. Smirnov, N.A. Irodov	108
Solar blind Schottky photodiodes for UV-C detection <u>V. Abrosimova</u> , J. Schlegel, S. Kapanke, A. Knigge, M. Kneissl, X. Wang, J. Rass, H. Gagouri, F. Brunner, E. Pertzsch, T. Trenkler, and M. Weyers	111
Transmission-mode GaN(Cs,O) – photocathode: transverse energy distributions of emitted electrons <u>D.V. Gorshkov</u> , V.V. Bakin, H.E. Scheibler, A.S. Terekhov	113
Solarblind and visibleblind photodetectors based on the AlGaIn <u>I.A. Lamkin</u> , S.A. Tarasov, S.Yu. Kurin, V.N. Jmerik	115
Terahertz radiation emission from micro- and nanostructures based on GaN V.A. Shalygin	117
Terahertz radiation under band-to-band photoexcitation at n-GaN epitaxial layers <u>A.V. Bobylev</u> , A.O. Zahar'in, Z. C. Feng and A.V. Andrianov	121
Magnetism of diluted semiconductor (Ga,Cr)N <u>N.S. Perov</u> , A.F. Orlov, E.A. Gan'shina, A.S. Semisalova	123
The current status of LED photoradiometry. <u>L.S. Lovinsky</u>	125

Comparison of electrical, optical, and thermal performance of AlGaInN high power LED chips of vertical and flip-chip design <u>L.K. Markov</u> , I.P. Smirnova, A.S. Pavluchenko, M.V. Kukushkin, A.E. Chernyakov	127
Researches of degradation parameters of InGaN heterostructures on substrates from various materials during 50 000 h and comparison of results with the forecast for operating time stages to 2000h. <u>S.G. Nikiforov</u> A.L. Arkhipov	129
High-power LED spectral-control LED light sources for phytothron modules <u>A.V. Aladov</u> , A.L. Zakgeim, M.N. Mizerov, I.N. Chernousov	131
Multicolored LED modules as standard lights <u>E.M. Gutzeit</u> , A.L. Zakgeim, L.M. KoGaN, V.E. Maslov, N.P. Soschin	133
Light point source for UV application V. Abrosimova, B. Kloth, S. Einfeldt, D. Matthesius, E. Pertzsch, N. Lobo-Ploch, M. Kneissl, and M. Weyers	135
Blue-green laser micro-converters with output pulse emitting power more than 1 W A. G. Vainilovich, E. V. Lutsenko, G. P. Yablonskii, S. V. Sorokin, I. V. Sedova, S. V. Gronin, G. V. Klimko, S. V. Ivanov	137
Low frequency noise in InGaN/SiC light-emitting diodes I. V. Frolov, A. A. Shirokov	139
Low-frequency noise in diagnostics of power blue LEDs based on InGaN/GaN structures <u>E.I. Shabunina</u> , M.E. Levinshtein, N.A. Talnishnikh, A.E. Chernyakov, N.M. Shmidt	141
Correlation electrophysical properties with nanostructural arrangement of III-nitrides <u>N.M. Shmidt</u> , A.A. Greshnov, A.E. Chernyakov, V.N. Petrov, A.N. Titkov, S.I., Troshkov, E.I. Shabunina	143
X-Ray diffractometry of stresses and defects in MBE grown $Al_xGa_{1-x}N$ ($x=0, 0.3$) doped by Si <u>V.V. Ratnikov</u> , R.N. Kyutt, M.P. Scheglov, I.V. Osinnyh, T.V. Malin, B. Ya. Ber, D. Yu. Kazancev, K.S. Zhuravlev	145
The filtering effect of spontaneous superlattices to block the threading dislocations in $Al_xGa_{1-x}N$ layers with a high Al-content ($x>0.7$), grown by molecular beam epitaxy <u>E.M. Mikhaylov</u> , A.A. Sitnikova, D.A. Kirilenko, D.V. Nechaev, V.N. Jmerik	147
The characterization of III-N heterostructures on the silicon substrate by electron microscopy and X-Ray diffractometry <u>A.V. Myasoedov</u> , A.E. Kalmykov, L. M. Sorokin, V.V. Ratnikov, M.P. Scheglov, A.V. Saharov, M.M. Rozhavskeya, A.E. Nikolaev, V.V. Lundin	149
Chip on board metal plate LED lamp <u>R.B. Jabbarov</u> , S.H. Abdullayeva, N.N. Musayeva,	151
Characterization of HVPE-grown UV LED heterostructures S. Yu. Kurin, I.S. Barash, A.D. Roenkov, A.A. Antipov, A.S. Usikov, H. Helava, V.V. Ratnikov, A.N. Smirnov, N.M. Schmidt, A.V. Sakharov, B.P. Papchenko, Yu. N. Makarov	152
Heat transfer study in phosphor layers of LED modules <u>I.N. Ivukin</u> , V.E. Bougrov, A.R. Kovsh, M.A. Odnoblyudov, A.E. Romanov	154
Profile of the thermal resistance in powerful light-emitting diodes of different types cree and rebel A.S. Vaskou, V.K. Kononenko, V.S. Niss <u>A.L. Zakgeim</u> , A.E. Chernyakov	156
Reduction of overheating temperature of powerful light emitting diode matrix for the account of direct liquid cooling A. V. Danilchuk, E. V. Lutsenko, M. V. Rzhetski, A. G. Voinilovich, <u>M. S. Leanenia</u> , V. N. Pavlovskii, G. P. Yablonskii	158
Light-emitting diodes thermal impedance meter V.I. Smirnov, <u>V.A. Sergeev</u> , A.A. Gavrikov	160

The study of high-temperature operation of InGaN and AlInGaP LEDs at low currents <u>A.V. Berintsev</u> , S.G. Novikov, I.S. Fedotov	162
Regularities and features of current dependences of junction-case thermal resistance of InGaN/GaN power light-emitting diodes <u>V.A. Sergeev</u> , V.I. Smirnov, I.V. Frolov, A.M. Hodakov	164
Linear electro-optical effect in light emitting diode GaN/InGaN/AlGaIn heterostructure L.P. Avakyants, A.E. Aslanyan, P.Yu. Bokov, A.V. Chervyakov, <u>K.Yu. Polozhentsev</u>	166
Monolithic white light-emitting diodes with the structured contact <u>Yu.V. Kholopova</u> , A.F. Tsatsulnikov, E.A. Polushkin, V.E. Zemlyakov, V. I. Minderova, N.E. Antonova, S. Shapoval	168
Powerful white light-emitting diodes with the light flux up to 900 lm A.L.Gofshtejn-Gardt, <u>L.M.KoGaN</u> , I.T.Rassohin, N.P.Soshchin	170
Powerful multicolored light-emitting diode A.L.Gofshtejn-Gardt, L.M.KoGaN, I.T.Rassohin	172
Investigation of light extraction from light emitting module «chip-on-board» <u>S.N.Lipnitskaya</u> , K.D.Mynbaev,, L.A.Nikulina, J.Ramchen, V.E.Bugrov, A.R.Kovsh, M.A.Odnoblyudov, A.E.Romanov	174
Two-step thermal activation of GaN:Mg epilayers <u>A.V. Mazalov</u> , O.B. Eiduk, A.A. Padalitsa, D.R. Sabitov, V.A. Kureshov, A.A. Marmalyuk, R.Kh. Akchurin	176
Growth of AlGaIn/GaN heterostructures for UV-photodetectors <u>A.V. Mazalov</u> , D.R. Sabitov, V.A. Kureshov, A.A. Padalitsa, A.A. Marmalyuk, R.Kh. Akchurin, I.V. Chinareva, P.E. Hakuashev, K.O. Boltar, N.V. Fediev, I.D. Burlakov	178
Application of polycrystalline cvd diamond for efficient heat dissipation in high-power LEDs and the matrix A.A. Vilisov, S.A. Linnik, G.E. Remnev, <u>V.S. Soldatkin</u> , K.V. Tepliyakov	180
Characteristic changes of UV light emitting diode chip on boards at long working time on nominal current <u>K.A. Vinogradova</u> , N.V. Seredova	182
Complex measurements of electrophysical parameter distribution for light-emitted structures over 2" wafer using cryogenic probe station <u>I.N. Yakovlev</u> , V.I. Zubkov, O.V. Kucheroval, V.N. Cherkasova	184
The composition of AlGaIn-layers grown by HVPE Yu.V. Zhilyaev, V.N. Panteleev, N.K. Poletaev, <u>S.N. Rodin</u> , M.P. Scheglov	186
Obtaining GaN clusters on a porous substrate GaAs <u>S.V. Simchenko</u> , A.I. Kirilash, V.V. Kidalov	187
Degradation of optical and electrical properties of power LEDs under fast electron irradiation D.S. Bobuchenko, Y.A. Bumai, V.V. Krasovskii, <u>D.S. Domanevskii</u> , A.G.Kuklitskaja, S.A.Manego, U.V. Trophimov, V.I. Zvirko	189
Characterization of nitride heterostructures by dynamic secondary ion mass spectrometry B.J. Ber, A.V. Merkulov, D.Yu. Kazantsev	191
Synchrotron photoemission study of the n-GaN(0001) Ba/n-GaN(0001) interface <u>G.V. Benemanskaya</u> , M.N. Lapushkin, S.N. Timoshnev	193
Study of strongly doped p-GaN grown by ammonia MBE <u>A.M. Gilinsky</u> , T.V. Malin, V.G. Mansurov, V.I. Obodnikov, D.Yu. Protasov, A.V. Kozhukhov, K.S. Zhuravlev	195
Study of recombination and transport of photoelectrons in epitaxial p-GaN/AlN / Al ₂ O ₃ by photoluminescence and photocurrent spectroscopy. <u>A.S. Terekhov</u> , V.V.Bakin, H.E. Scheibler,S.N.Kosolobov, F.N. Dultsev, A.A. Padalitsa,V.A. Kureshov, D.R. Sabitov, A.V. Mazalov	197

Cathodoluminescence spectra of light-emitting structures with InGaN/GaN multiple quantum wells irradiated with low energy electron, measured in the temperature range from 90 to 300 K <u>P.S. Vergeles</u> , E.B. Yakimov	199
Study of charge relaxation processes in quantum wells of InGaN/GaN MQW LEDs using frequency dependences of capacitance and conductance <u>O.A. Soltanovich</u> , E.B. Yakimov	201
90 GHz PA MMICs on AlGaIn/AlN/GaN/SiC HEMTs <u>D.L. Gnatyuk</u> , R.R. Galiev, M.Yu. Scherbakova, A.Yu. Pavlov, S.V. Mikhaylovich, Yu.V. Fedorov	203
Transceiver MMIC for the 57-64 GHz band <u>O.S. Matveenko</u> , D.L. Gnatyuk, P.P. Maltsev, D.V. Krapuhin, Y.V. Fedorov	205
Study of the dependence of the AlGaIn/GaN HEMT noise factor in Ka-band on the thickness of the AlGaIn barrier <u>S.V. Mikhaylovich</u> , O.S. Matveenko, Yu.V. Fedorov	207
The influence of Si ₃ N ₄ growth conditions on electrophysical parameters of AlGaIn/GaN heterostructures D.Yu. Protasov, T.V. Malin, V.G. Mansurov, S.F. Devyatova, A.E. Nastoviyak, A.P. Kovchavcev and <u>K.S. Zhuravlev</u>	209
GaN HEMT 10W L-band power amplifier MMIC <u>A.V. Zuev</u> , D.L. Gnatyuk, R.R. Galiev, M.Yu. Scherbakova, A.Yu. Pavlov, Yu.V. Fedorov	211
The frequency C-V characteristics of AlGaIn/GaN heterostructures <u>K.L. Enisherlova</u> , V.G. Goriachev, S.A. Kapilin	213
Development of fabrication technology for GaN varactor diode <u>O.I. Khrykin</u> , E.V. Demidov, M.N. Drozdov, A.V. Murel, D.A. Pryakhin, A.N. Tropanova, V.I. Shashkin	215
Modeling of GaAlN atomic layer epitaxial growth Yu.V. Zhilyaev, V.V. Zelenin, <u>E.A. Panyutin</u>	217
Hetero substrates SiC on Si, new received magnetron sputtering for epitaxy low-defective layers of AlN and GaN Sh. M. Ramazanov	219
Results of the development process of obtaining high-purity ammonia A.P. Kotkov, N.D. Grishnova, A.I. Skosyrev, O.S. Anoshin, N.V. Gladkov, D.F. Arhptsev	221
Si/SiO ₂ /III-Nitride nanotemplate <u>V.I. Osinsky</u> , N.N. Lyahova, I.V. Masol, V.I. Hlotov, N.O. Suhovyy, O.S. Lytvyn	223
Growth of thick GaN layers on nano-patterned templates and optimization of their self-separation <u>V.I. Nikolaev</u> , A.A. Golovatenko, M.G. Mynbaeva, I.P. Nikitina, N.V. Seredova, A.I. Pechnikov, V.E. Bugrov, M. A. Odnobludov	225
Substrate and epitaxial layer component interdiffusion in chloride-hydride vapor phase epitaxy of III-Nitrides on silicon <u>K.D. Mynbaev</u> , M.G. Mynbaeva, A.A. Lavrent'ev, A.A. Golovatenko, V.I. Nikolaev	227
Indium nitride – impurities and defects <u>S.S. Khludkov</u> , I.A. Prudaev, O.P. Tolbanov	229
Increasing of luminescence intensity under stationary electron beam irradiation and "memory effect" in nitrides <u>Ya.V. Kuznetsova</u> , M.V. Zamoryanskaya	231
SiO ₂ /Cr mask for plasma etching of AlGaIn layers D.Yu. Protasov, T.V. Malin, N.R. Vicina, N.A. Valisheva, F.N. Dultsev <u>K.S. Zhuravlev</u>	233
The features of contact resistivity of ohmic contacts to n ⁺ -GaIn at low temperatures A.V. Sachenko, A.E. Belyaev, N.S. Boltovets, <u>R.V. Konakova</u> , V.N. Sheremet	235

Photoluminescence of the free-standing GaN layers grown by HVPE method on sapphire and anneaLED in the bismuth melt <u>S.D.Raevschi</u> , Yu.V.Zhilyaev, K.D.Sushkevich, L.V.Gorchak, V.M.Botnariuk, A.V.Koval	237
Phase velocity of space-charge waves in n-inn, n-GaN and n-AlN semiconductor structures S.A. Sergeev, A.I. Mikhailov, O.S. Senatov, B.V. Sergeeva	239
Application of the X-RAY diffractometry symmetric and asymmetric schemes for investigation of mono- and poly- crystal layers of the device structure elements on AlGaIn/GaN and Si <u>A.V.Lutzau</u> , K.L.Enisherlova, E.M.Temper	241
High-temperature formation of nitrides of aluminium and titanium during combustion of mixtures of titanium dioxide with aluminium nanopowder in the air <u>E.V. Shinkevich</u> , Ju.A. Amel'kovich	243
The forming of PL spectra in heterostructures p-GaN/n-ZnO doped by Ce, Yb, Er. <u>M. M. Mezdrogina</u> , A. Ya. Vinogradov, M.V.Eremenko, N. V. Zaytseva, Iu. A. Shafir	245
Photoluminescence of doped with rare-earth chalcogenide semiconductors $\text{CaGa}_2\text{S}_4:\text{Pr}^{3+}$ AND $\text{BaGa}_2\text{S}_4:\text{Eu}^{2+}, \text{Ce}^{3+}$ <u>M.S. Leanenia</u> , E.V. Lutsenko, V.N. Pavlovskii, M.V. Rzhetski, G.P. Yablonskii, A.M. Pashaev, B.G. Tagiev, S.A. Abushev, O.B. Tagiev	247
Development of perspective composite phosphor materials on the basis of inorganic matrixes <u>M.A.Shvaleva</u> , V.E.Bugrov, A.R. Kovsh,M.A. Odnoblyudov, K.D. Mynbaev,, A.E. Romanov	249
Problem of increase in efficiency the garnet of photophosphors for powerful white light-emitting diodes Bolshukhin V.A, Lichmanova V.N, Luo Weihung, Soshchin N.P, D.Sun	251
Metal resists of Al and Be for III–N heterostructures etching under low energy oxygen ion-beam sputtering A.V. Bespalov, O.L. Golikova, N.N. Novitski, <u>A.I. Stognij</u>	253
Research of biological compatibility of piezoelectric transducers based on AlN films <u>K.A. Tsarik</u> , V.K. Nevolin, I.I. Bobrinetskiy, I.A. Suetina	255
Source of atomic nitrogen based on ECR discharge plasma sustained by CW radiation of gyrotron for films growth of nitrides of third group elements <u>D.A. Mansfeld</u> , A.V. Vodopyanov, S.V. Golubev	257
Conductivity and radiation hardness of heavily doped GaN:Si epitaxial structures <u>E.A. Voitsihovska</u> , R.N.Rudenko, B.A.Danilchenko K.S.Zhuravlev,T.V.Malin, I.V.Osinnykh, D. Yu.Protasov	258
Comparison of e-beam irradiation effect on the optical properties of InGaIn/GaN MQW planar structures and nanopillars P.S. Vergeles, <u>E.B. Yakimov</u> , A.Y. Polyakov	260
Technology development reactive ion etching of gallium nitride in fluorine-containing environment A.V. Zhelannov, O.B.Almazov, V.E. Oudaltsov	262
Reduction of residual mechanical stress in GaN/sapphire templates via patterned nanocolumn interlayer formation <u>D.M. Artemiev</u> , V.E. Bougrov, M.A. Odnoblyudov, A.E. Romanov	263
About one possibility of mathematical modeling of diffusion of minority charge carriers generated in GaN by a acutely focused electron beam <u>A.N. Amrastanov</u> , M.A. Stepovich, S.A. Ginzgeyer	265
Charge neutrality in (B, Al, Ga, In)-N compounds: electron properties, surface, interfaces <u>V.N.Brudnyi</u> , A.V. Kosobutsky, N.G. Kolin	267
Optimization of ultra-violet AlGaInN light-emitting diodes (computer simulation) M.L.Badgutdinov, K.S.Grishakov, <u>V.F.Elesin</u> , N.I.Kargin, V.S.Pashkov, M.A.Remnev	269

Low-temperature transport of carriers in InGaN/GaN multiple quantum well light-emitting diodes	271
<u>I.A. Prudaev</u> , O.P. Tolbanov, S.S. Khludkov	
Influence of the oxygen plasma preliminary treatment of AlGaN/GaN structure surface on ohmic contacts quality	273
<u>K.L. Enisherlova</u> , A.V. Lutzau, L.F. Seidman, E.M. Temper, A.M. Kononov, V.V. Pischagin	
Study of dislocation structure of templates for GaN-based optoelectronic devices by X-ray diffraction peak profile analysis	275
<u>E.V. Verkhovtceva</u> , M.V. Baidakova, P.N. Brunkov, W.V. Lundin, R.V. Sokolov, M.A. Yagovkina, V.M. Kaganer, V.S. Kopp	