Физико-Технический Институт им. А.Ф.Иоффе РАН

НИТРИДЫ ГАЛЛИЯ, ИНДИЯ И АЛЮМИНИЯ – СТРУКТУРЫ И ПРИБОРЫ

Тезисы докладов

8-й Всероссийской конференции

26–28 мая 2011 года Санкт-Петербург



Санкт-Петербург 2011

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

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ:

П.С. Копьев	ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, Председатель
А.Э. Юнович	МГУ им. М.В.Ломоносова, Зам. председателя
В.В. Лундин	ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, Ученый секретарь
А.Н. Туркин	МГУ им. М.В.Ломоносова, Ученый секретарь
Н.Н. Бакин	ОАО "НИИПП"
П.Ю. Боков	МГУ им. М.В.Ломоносова
В.Н. Данилин	ГУП "Пульсар"
Е.Е. Заварин	ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН
П.В. Иванников	МГУ им. М.В.Ломоносова
Г.В. Иткинсон	ЗАО "Тетис"
А.Р. Ковш	"Оптоган"
В.Е. Кудряшов	OAO "Pochaho"
А.Е. Николаев	ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН
В.П. Чалый	"Светлана-Рост"

ПРОГРАМНЫЙ КОМИТЕТ:

П.С. Копьев	ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, Председатель
А.Э. Юнович	МГУ им. М.В.Ломоносова, Зам. председателя
А.В. Сахаров	ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, Ученый секретарь
А.А. Вилисов	ОАО "НИИПП"
С.В. Иванов	ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН
С.Ю. Карпов	"Софт-Импакт"
Л.М. Коган	НПЦ "Оптэл"
Е.В. Луценко	ИФ НАН Беларуси
В.В. Лундин	ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН
Ю.Н. Макаров	ООО "Нитридные кристаллы"
О.П. Пчеляков	ИФП СО РАН
В.Г. Сидоров	СПбГТУ
В.М. Устинов	ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН
А.Ф. Цацульников	ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН
С.Ю. Шаповал	ИПТМ РАН

© Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, 2011

При технической и финансовой поддержке:

Российского Фонда Фундаментальных Исследований Санкт-Петербургского Научного Центра РАН

CTO Group

Санкт-Петербургского Академического Университета — Научно-Образовательнго Центра Нанотехнологий РАН

VEECO AIXTRON

SEMILEDs CREE LayTec

«Светлана-Оптоэлектроника» «Научное и технологическое оборудование»



Жёлтый светодиод на основе люминофора, возбуждаемого фиолетовым излучением p-n гетероструктуры InGaAIN В.А. Большухин, Н.А. Гальчина, <u>Л.М. Коган</u> , В.Н. Личманова, Ю.А. Портнягин, И.Т. Рассохин, Н.П. Сощин	11
Триада фотолюминофоров для белых светодиодов с высокой цветопередачей <u>Н.П. Сощин</u> , В.А. Большухин, В.Н. Личманова	13
Светодиоды для поверхностного монтажа А.А.Вилисов, И.Ф.Гарипов, В.В.Дохтуров, Д.И.Короченко, Ю.М.Курило, <u>В.С.Солдаткин</u> , К.В.Тепляков, А.В.Токарев	15
Белые светодиодные модули с увеличенным индексом цветопередачи Н.А. Гальчина, Э.М. Гутцайт, Е.А. Дворников, Л.М. Коган, Н.П. Сощин, <u>А.Н.Туркин</u> , А.Э. Юнович	16
Светодиодная лампа для железнодорожных светофоров В.С. Абрамов, В.П. Сушков. <u>С.Г. Никифоров</u>	18
Светодиодный полихромный управляемый источник света для хирургии <u>А.В.Аладов</u> , С.Б. Бирючинский, М.В.Дубина, А.Л.Закгейм, М.Н.Мизеров	19
Эффективные светодиоды со структурированным контактом <u>Ю.В Холопова</u> , А.Ф. Цацульников, Н.Е. Антонова, С.Ю. Шаповал	21
Повышение эффективности излучения InGaN/GaN светодиодных гетероструктур <u>Е.В. Ершов</u> , А.Ф. Иванов, А.А. Найдин, О.А. Рогачков, В.О. Пермяков, Е.В. Фомина	23
Светодиод на основе III- нитридов на кремниевой подложке с подслоем нанокарбида кремния <u>С.А. Кукушкин</u> , А.В. Осипов, С.Г. Жуков, Е.Е. Заварин, В.В. Лундин, М.М. Розкаяская, Н.А. Феогристов, С.И. Трошков, А.Ф. Илиульшков,	25
Влияние дизайна активной области на свойства монолитных светодиодных структур <u>А.Ф. Цацульников</u> , В.В. Лундин, А.В. Сахаров, А.Е. Николаев, Е.Е. Заварин, В.М. Устинов, А.Л. Закгейм, А.Е. Черняков, С.О. Усов, М.Н. Мизеров, Н.А. Черкашин, М. Нуtch	27
Биологический эквивалент излучения светодиодных и ламповых источников освещения с цветовыми температурами T _c = 1800-10000К <i>А.В.Аладов, <u>А.Л.Закгейм</u>, М.Н.Мизеров, А.Е.Черняков</i>	29
МОС-гидридная эпитаксия для освещения и силовой электроники <u><i>F. Schulte</i></u>	31
Расширение концепции ГФЭ МОС для развития новой волны бизнеса по выращиванию светодиодов <i>A. Winkler, O. Hoffmann, A. Dorotik</i>	32
Взаимосвязь профилей температуры подложкодержателя, температуры полупроводниковой структуры и ее кривизны, измеренных <i>in-situ</i> в процессе выращивания нитрида галлия на сапфире методом МОС-гидридной эпитаксии <i>K. Haberland, B. Henninger, R. Sarcia, O. Schulz, F. Brunner, M. Weyers, H. Волков, <u>А. Падалица</u></i>	34
Эпитаксия III-N соединений для энергетики и силовой электроники методами МПЭ и ГФЭ MOC <u>M.R. Leys</u> , K.Cheng, B. Sijmus, R.Lieten, G. Borghs	36
ГФЭ МОС для твердотельного освещения: текущие результаты по увеличению размера используемых подложек <i>А.Иванов, L. Pauli, F.Schulte, A. Boyd, O. Schoen, B. Schineller, M. Heuken</i>	37
Выращивание высококачественных слоев AIN методом МОС-гидридной эпитаксии <u>А.В. Мазалов</u> , Д.Р. Сабитов, В.А. Курешов, А.А. Падалица, А.А. Мармалюк, Р.Х. Акчурин	39
МОС-гидридная эпитаксия атомно-гладких слоев Al(Ga)N с высокой скоростью роста в планетарном реакторе	41
<u>В.В.Лундин</u> , А.Е.Николаев, А.В. Сахаров, Е.Е. Заварин, П.Н.Брунков, С.И. Трошков, М.М. Рожавская, Д.В. Давыдов, А.Ф. Цацульников	

Минимизация падения эффективности с ростом тока накачки в синих светодиодах на основе нитрида галлия <u>Д.А. Закгейм</u> , А.С. Павлюченко, Д.А. Бауман, К.А. Булашевич, О.В. Хохлев, С.Ю.Карпов	43
Влияние локализации носителей на эффективность и спектры излучения нитридных светодиодов С.Ю. Карпов, К.А. Булашевич, О.В. Хохлев	45
Моделирование латерального транспорта носителей и эффективности светодиодов на основе квантовых ям InGaN <u>А.А. Грешнов</u> , А.Е. Черняков, Н.М. Шмидт	47
Эффективность GaN-светодиодов и прыжковая туннельная инжекция <u>Н.И. Бочкарева</u> , В.В. Вороненков, Р.И. Горбунов, А.С. Зубрилов, А.В. Клочков, Ф.Е. Латышев, Ю.С. Леликов, Ю.Т. Ребане, А.И. Цюк, Ю.Г. Шретер	49
Моделирование и оптимизация растекания тока и вывода света в Ш-нитридных светодиодах <u>С.С. Суслов</u> , В.Е. Бугров, М.А. Одноблюдов, А.Е. Романов	51
Теоретический анализ и экспериментальное исследование электрооптических и тепловых характеристик мощных InGaN/GaN излучающих кристаллов флип-чип конструкции К.А.Булашевич, А.Л.Закгейм, С.Ю.Карпов, <u>А.Е. Черняков</u>	53
Температурные зависимости эффективности электролюминесценции в светодиодных гетероструктурах <u>А.С. Павлюченко</u> , Д.А. Закгейм, А.Е. Черняков	55
Особенности спектров электролюминесценции синих светодиодов на основе короткопериодных InGaN/GaN решеток <i>Н.М.Шмидт, Б.Я. Бер, А.Л.Закгейм, Д.А. Закгейм, Д.Ю. Казанцев, <u>А.С. Павлюченко,</u> А.Е. Черняков</i>	57
Подложка нитрида алюминия диаметром 2 дюйма для приборов оптоэлектроники <u>Ю.Н. Макаров</u>	59
Методы нанотехнологии в формировании совершенных толстых пленок нитрида галлия большой площади В И. Николаев, A. F. Романов, A. F. Черенков, F. R. Калашников, B. Meyer	63
<u>ингличение</u> , нист оманов, нист протов, принанания, уличерси Механические напряжения в пленках GaN выращенных на подложках с маской <i>Н.И. Бочкарева</i> , <u>В.В. Вороненков</u> , Р.И. Горбунов, А.С. Зубрилов, Ф.Е. Латышев, Ю.С.Леликов, Ю.Т. Ребане, А.И. Цюк, Ю.Г. Шретер	65
Влияние технологических параметров на однородность толщины и морфологию поверхности эпитаксиальных слоев GaN, полученных методом хлоридно-гидридной эпитаксии А.И.Белогорохов, А.А.Донсков, Л.И.Дьяконов, Ю.П.Козлова, С.С.Малахов, М.В.Меженный, Т.Г.Югова	67
Низкотемпературный рост слоев GaN методом хлоридной газофазной эпитаксии Ю.В. Жиляев, Н.К. Полетаев, <u>С.Н.Родин</u> , М.П.Щеглов	69
Исследование влияния источников на скорости роста слоев In _x Ga _{1-x} N в хлоридной эпитаксии В.И.Николаев, М.Г.Мынбаева, Н.В.Середова, М.А.Яговкина, А.В.Нащекин, <u>А.Е.Николаев</u> , А.А.Лебедев	70
III-N коротко-периодные квантовые структуры полученные аммиачной молекулярно- пучковой эпитаксией для излучателей в дальнем УФ диапазоне <u>С.А. Никишин</u>	72
Управление морфологией поверхности и составом слоев Al _x Ga _{-x} N(0 <x<0.8) азота<br="" активацией="" молекулярно-пучковой="" плазменной="" при="" с="" эпитаксии=""><u>А.М. Мизеров</u>, В.Н. Жмерик, М.А. Яговкина, С.И. Трошков, П.С. Копьев, С.В. Иванов</x<0.8)>	76
Выращивание гетероструктур AlGaN с высоким структурным совершенством на специализированной установке МЛЭ 4 Н. Аликала, Л.М. Клаголичний, С.И. Патров, Р. П. Цатий	78

А.Н. Алексеев, Д.М. Красовицкий, <u>С.И. Петров</u>, В.П. Чалый

Эффективная излучательная рекомбинация в ультрафиолетовой области спектра в AlGaN слоях и гетероструктурах, выращенных молекулярно-пучковой эпитаксией с плазменной активацией <u>В.Н. Жмерик</u> , А.М. Мизеров, Д.В. Нечаев, А.А. Торопов, Е.А. Шевченко, А.А. Ситникова, П.С. Копкев, Е.В. Лученко, Н.В. Руссуцкий, С.В. Русинов, Г.П. Яблонский, С.В. Иванов,	80
Мощные светодиодные излучатели УФ диапазона и их применения М.Шаталов, Ю.Биленко, Д. Янг, Р. Гаска	82
Рост УФ светодиодов 365 нм методом хлоридно-гидридной эпитаксии <u>Н. Helava</u> , С.Ю. Курин, И.С. Бараш, А.Д. Роенков, М.Г. Агапов, А.А. Антипов, Т.Ю. Чемекова, Ю.Н. Макаров	85
Высокочувствительные фотоприемники ультрафиолетового диапазона на основе гетероструктур AlGaN/GaN <u>E. B. Луценко</u> , Н. В. Ржеуцкий, А. Г. Войнилович, В. Н. Павловский, Г. П. Яблонский, С. Mauder, H. Behmenburg, L. Rahimzadeh Khoshroo, H. Kalisch, A. Vescan, B. Schineller, M. Heuken	87
Разработка технологии получения фотокатодов на основе соединений AlGaN М. Р. Айнбунд, А.Н. Алексеев, О. В. Алымов, В.Н. Жмерик, А.М. Мизеров, С.В. Иванов, А. В. Пашук, <u>С.И. Петров</u> , А. С. Петров	89
Пространственная однородность и температурная стабильность полупрозрачного фотокатода p-GaN(Cs,O)/AIN/c-AIO ₃ В.В. Бакин, С.Н. Косолобов, Г.Э. Шайблер, <u>А.С. Терехов</u> , В.В.Лундин, А.Е. Николаев, А.В. Сахаров, А.Ф. Цацульников, А.А.Мармалюк, А.В. Мазалов	91
Рентгеноструктурные исследования процессов эпитаксиального роста пленок бинарных и тройных нитридов <u>В.П. Кладько</u> , А.В. Кучук, В.Ф. Мачулин, А.Е. Беляев	93
Использование трехволновой дифракции рентгеновских лучей для изучения микроструктуры эпитаксиальных слоев III-нитридов <u>Р.Н.Кютт</u> , М.П.Щеглов	94
Влияние нейтронного облучения и температуры отжига на электрофизические свойства и период решетки эпитаксиальных слоев нитрида галлия В.М. Бойко, С.С. Веревкин, Н.Г. Колин, <u>А.В. Корулин,</u> Д.И. Меркурисов, А.Я. Поляков, В.А. Чевычелов	96
Влияние облучения электронами в РЭМ на электрические и оптические свойства светоизлучающих структур на основе InGaN/GaN П.С. Вергелес, Н.М. Шмидт, <u>Е.Б. Якимов</u>	98
Стойкость светодиодов на основе InGaN и GaN при облучениии быстрыми нейтронами и гамма-квантами <i>А.В.Градобоев</i> , <i>И.А.Асанов, И.М.Скакова</i>	100
Накачка активных лазерных сред излучением InGaN гетероструктур <u>Е.В. Луценко</u> , А.Г. Войнилович, А.В. Данильчик, Н.П. Тарасюк, Н.В. Ржеуцкий, В.З. Зубелевич, Г.П. Яблонский, С.В. Сорокин, И.В. Седова, С.В. Гронин, С.В. Иванов	102
Низкочастотный шум в подвергнутых деградации InGaN/GaN синих светодиодах <u>Е.И. Шабунина</u> , Н.М. Шмидт, А.Е. Черняков, П.В. Петров, М.Е. Левинитейн, Н.С. Аверкиев	105
Катастрофическая деградация лазеров с оптической накачкой на основе гетероструктур с квантовыми ямами InGaN/GaN на кремнии <u>В. 3. Зубелевич, Е. В. Луценко, Г. П. Яблонский, А. С. Шуленков, Н. Kalisch, М. Heuken</u>	107
Причины неоднозначного развития деградационного процесса в синих InGaN/GaN светодиодах <u>Н.М. Шмидт</u> , Н.С. Аверкиев, Д.А. Бауман, А.Л. Закгейм, М.Е. Левинштейн, П.В. Петров, А.Е. Черняков, Е.И. Шабунина	109
Дислокации несоответствия и релаксация механических напряжений в полуполярных III- нитридных гетероструктурах	111

<u>А.Е. Романов</u>, Е.С. Young, F. Wu, J.S. Speck

Изменение плотности наклонных дислокаций различного типа с увеличением толщины эпитаксиальных слоев GaN, наблюдаемое с помощью атомносиловой микроскопии <u>К.С. Кравчук</u> , М.В. Меженный, Т.Г. Югова, И.В. Кулеманов	13
Контроль механических напряжений в пленках нитрида галлия на сапфировой подложке 11 путем формирования упорядоченной пористой структуры <u>И.Н. Ивукин</u> , В.Е. Бугров, М.А. Одноблюдов, А.Е. Романов	15
Особенности селективной эпитаксии GaN в полосковых окнах 11 <u>М.М. Рожавская</u> , Е.Е. Заварин, В.В. Лундин, С.И. Трошков, А.Ф. Цацульников	17
Системный подход к изучению наноразмерных гетероструктур III-N 11 <u>Я.В. Кузнецова</u> , М.В. Байдакова, А.А. Ситникова, М.В. Заморянская	19
Разработки ресурсного центра СПбГЭТУ для диагностики промышленных гетероструктур 12 для синих, белых и зеленых светодиодов В.И. Зубков, О.В. Кучерова, А.В. Соломонов, И.Н. Яковлев	21
Катодолюминесцентное зондирование гетероструктур GaN/InGaN(МКЯ)/ AlO ₃ импульсным 12 электронным пучком <i>А.В.Васильченко, И.Н.Один, Ю.Н.Свешников, И.В.Тур, И.Н.Цыпленков, <u>М.В.Чукичев</u></i>	23
Измерение температуры полевых транзисторов GaN/AlGaN методами 12 микрокатодолюминесценции и микрорамановской спектроскопии <u>А.В. Говорков</u> , Н.Б. Смирнов, А.Я. Поляков, И.А. Белогорохов, А.И. Белогорохов, S.J. Pearton	25
Исследование эффектов фазовой сепарации в In _x Ga _{.x} N(0 <x<0.6) 12="" <u="" зависимостей="" измерения="" магнитополевых="" помощью="" с="" холла="" эффекта="">Т.А. Комиссарова, А.М. Мизеров, В.Н. Жмерик, Р. Paturi, С.В. Иванов</x<0.6)>	27
Перспективы использования нитрида галлия в качестве материала для спинтроники <u><i>С.С. Хлудков</i></u>	29
Гетероэпитаксиальные структуры AlGaN/GaN для CBЧ полевых транзисторов на различных подложках <i>А. 4. Ардидарсико, И.Г. Ерионици, В. 4. Орецикии, Ю.Н. Седиников, И.Н. Инидеиков</i>	31
 А.А.Ареноаренко, И.Г. Ермошин, Б.А.Орешкин, <u>ТО.П. Свешников</u>, И.П. Цопленков Монолитный усилитель с выходной мощностью 1 Вт диапазона 30-37 ГГц на GaN HEMT 13 гетероструктуре Ю.В. Федоров, Д.Л. Гнатюк, А.В. Зуев, Р.Р. Галиев 	33
Стандартизованные технологии III-нитридов в ЗАО «СВЕТЛАНА-РОСТ»: проблемы и перспективы <u>Д.М. Красовицкий</u> , А.Л. Дудин, С.В. Кокин, Н.И. Кацавец, А.Г. Филаретов, В.П. Чалый	35
Исследование диодов Шоттки на основе эпитаксиальных слоёв нитрида галлия n-типа <u>А.В.Желаннов</u> , В.Е. Удальцов	37
Особенности туннельно резонансных диодов на основе гетероструктур нитрида галлия 1. <u>В.И. Егоркин</u> , М.Н. Журавлев, В.В. Капаев, К.А. Царик, С.Б. Бурзин, Д.М. Красовицкий, Э.А. Ильичев	39
Динамика рекомбинации носителей заряда в квантовых точках GaN/AlN 14 <u>И.А. Александров</u> , К.С. Журавлев	41
Формирование оптимального омического контакта к слою двумерных электронов на гетеропереходе AlGaN/GaN с использованием плазменного RIE травления <u><i>Н.А. Андрианов, А.Г. Ткаченко, А.И. Лапшин</i> 14</u>	42
Формирование меза - структур в AlGaN с применением ЭЦР-плазменного травления <u><i>E.А.Полушкин, Ю.В.Холопова, Н.Е.Антонова, С.Ю.Шаповал</i></u>	44
Влияние параметров гетероструктур InGaN/GaN на изменение эффективности светодиодов 14 синего свечения при увеличении тока <u>А.В. Чуяс</u>	46
Кинетика свечения ультраярких синих, фиолетовых и ультрафиолетовых светодиодов при прохождении импульсов тока большой амплитуды и наносекундной длительности <u>Б.К.Лубсандоржиев</u> , Е.Э. Вятчин, Р.В. Полещук	48

Исследования методом наведенного тока светодиодов на основе множественных квантовых ям InGaN/GaN, облученных низкоэнергетичными электронами <u>П.С. Вергелес</u> , Е.Б. Якимов, Н.М. Шмидт	150
Катодолюминесцентные исследования двумерной диффузии экситонов в нитриде галлия <u>A.H. Поляков</u> , M. Noltemeyer, T. Hempel, J. Christen, M.A. Степович	152
Ограничение тока в светодиодах на основе InGaN/GaN <u>И.А. Прудаев</u> , О.П. Толбанов, И.В. Ивонин	154
Изучение начальной стадии роста слоев AlN на Si(111), полученных методом HVPE Ю.В. Жиляев, <u>С. Д. Раевски</u> , М.Е. Компан, Л.В.Горчак, В.М. Ботнарюк	156
Поляризация межзонного оптического поглощения квантовых точек w-GaN/AlN(0001) <u>С.Н.Гриняев</u>	158
Опыт разработки технологического процесса получения в НТК НАНОФАБ нитридных пленок для акустоэлектрических преобразователей И.И. Бобринецкий, В.К. Неволин, <u>К.А. Царик</u>	160
Соотношение вкладов излучательного и безызлучательного механизмов рекомбинации в структурах InGaN/GaN с квантовыми ямами при высоких уровнях возбуждения <u>А.В. Войцеховский</u> , Д.И. Горн, С.Н. Несмелов	162
Анализ механизмов рассеяния двумерного электронного газа в гетроструктурах AlGaN/GaN, выращенных методом МЛЭ и МОСГФЭ Д.Ю. Протасов, Т.В. Малин, А.В. Тихонов, А.Ф. Цацульников, <u>К.С. Журавлев</u>	164
Фотолюминесценция AlGaN/GaN структур с двумерным электронным газом при различных уровнях возбуждения <u>К.С. Журавлев</u> , И.В. Осинных, Т.В.Малин, А.Ф.Цацульников	166
Анализ возможностей дорожного освещения светильниками со светодиодами без вторичной оптики <u>Э.М. Гутцайт, В.Э. Маслов, И.В. Степанова, Д.О. Тимер-Булатов, Е.Ю. Ушакова</u>	168
Универсальные белые светодиодные модули с световым потоком до 1100 лм и световой отдачей до 110 лм/Вт, предназначенные для освещения <i>Н.А. Гальчина, А.Л. Гофштейн-Гардт, <u>Л.М. Коган</u>, И.Т. Рассохин, Н.П. Сощин</i>	170
Рутениевый Ru- гранат, новое семейство фотолюминофоров для белых СИД <u><i>H.П. Сощин, SunZhuo, LoWeiHung</i></u>	172
Профили распределения деформаций и электронных параметров по глубине в диодных структурах на основе GaN, полученные методом сканирующей конфокальной рамановской спектроскопии <u>Е. А. Авраменко</u> , А. Е. Беляев, В. П. Брыкса, М. Я. Валах, В. В. Стрельчук, А. Ф. Коломыс, Р. В. Конакова, Ю. Н. Свешников	174
Исследования структуры и колебательного спектра короткопериодных сверхрешеток GaN/AIN, выращенных методом МОГФЭ В.Ю. Давыдов, <u>А.Н. Смирнов</u> , М.Б. Смирнов, Ю.Э. Китаев, Р.Н. Кютт, М.А. Яговкина, Я.М. Бельтюков, М.М. Рожавская, В.В. Лундин, Е.Е. Заварин	176
Исследование перегрева светодиодов оптическими и электрическими методами Д.С. Бобученко, Ю.А. Бумай, <u>В.В.Красовский,</u> Д.С. Доманевский, А.Г.Куклицкая, В.И. Цвирко, Ю.В. Трофимов, А.В. Данильчик, Е.В. Луценко	178
Получение AlGaN/GaN гетероструктур ультрафиолетовых светодиодов с длиной волны 360- 365 нм методом хлоридно-гидридной эпитаксии <u>С.Ю.Курин</u> , И.С.Бараш, А.Д.Роенков, М.Г.Агапов, А.А.Антипов, Т.Ю.Чемекова, Х.Хелава, Ю.Н.Макаров	180
Светодиоды AlGaInN с прозрачным р-контактом на основе тонких пленок ITO <u>И.П. Смирнова</u> , Л.К. Марков, А.С. Павлюченко, М.М. Кулагина, М.В. Кукушкин	182

Влияние пространственного распределения силы света светодиодов на их усредненную силу света С.В.Никоненко, Е.В.Луценко, А.В.Данильчик, В.А.Ждановский, А.А. Липлянин, Н.В.Ржеуцкий	184
Монолитный малошумящий усилитель Ка-диапазона на НЕМТ гетероструктуре на основе GaN	186
<u>для гнаток</u> 10.5. Феобров, м.5. маатама, г.г. галаев, с.5. махалович Монолитный малошумящий усилитель диапазона 4-14 ГГц на НЕМТ гетероструктуре на подложке GaN	188
<u>Ю.В.Федоров</u> , Д.Л.І натюк, А.В. Зуев, М.В. Майтама, Р.Р. Галиев, С.В. Михайлович На пути создания умного освещения интеграцией Si/III-N светодиодных структур В.И. Осинский, И.В.Масол, Н.Н. Ляхова, <u>П.В.Деминский</u>	190
Механизмы роста III-нитридов в самоорганизованных нанореакторах оксида алюминия <u>В.И.Осинский</u> , И.В. Масол, В.И. Глотов, Г.Г. Горох, П.В. Деминский, Н.Н. Ляхова, В.А. Лабунов, Н.Ляхова	192
Влияние состава и легирования AlGaN барьера для электронов на свойства InGaN/GaN светодиодов зеленого диапазона <u>А.В. Сахаров</u> , А.Е. Николаев, В.В. Лундин, С.О. Усов, В.С.Сизов, А.Ф. Цацульников, М.А. Яговкина, Д.Ю. Казанцев, Б.Я. Бер, С.Ю.Карпов	194
Оптические характеристики источников белого света на основе смешивания излучения AllnGaN светодиодов различных спектральных диапазонов <u>С.О. Усов</u> , Е.Е. Заварин, А.Ф. Цацульников, В.В. Лундин, А.В. Сахаров, А.Е. Николаев, М.А. Синицын, Н.Н. Леденцов	196
Исследование режимов роста HVPE GaN и их влияние на механические напряжения <u>А.И. Цюк</u> , Р.И. Горбунов, В.В. Вороненков, Ю.С. Леликов, Ф.Е. Латышев, А.С. Зубрилов, Н.И. Бочкарева, Ю.Т. Ребане, Ю.Г. Шретер	198
Газофазная эпитаксия полуполярных GaN/AlN/Si(100) и неполярных AlN/3C-SiC/Si(100) структур В.Н.Бессолов, Ю.В.Жиляев, Е.В.Коненкова, , В.Н.Пантелеев, Н.К.Полетаев, С.Н.Родин, <u>Ш.Шарофидинов</u> , М.П.Щеглов, С.А.Кукушкин	200
Волноводные свойства эпитаксиальной структуры GaN/InGaN на подложке из сапфира <u>В.В. Щербина</u> , С.М. Шандаров, М.В. Бородин, С.А. Смычков, Д.О. Анисимов, Л.Я. Серебренников, А.В. Хан	202
Электрические свойства и глубокие центры в объёмном нитриде галлия, выращенном методом HVPE <u>H.Б. Смирнов</u> , А.В. Говорков, А.Я. Поляков, Е.А. Кожухова, S.J, Pearton	204
Влияние наночастиц, тонких слоев Au, EuqPc, Eu на формирование спектров излучения структур с квантовыми ямами на основе InGaN/ GaN М.М.Мездрогина, М.В.Еременко, <u>С.М.Голубенко</u> , Е.С.Москаленко	206
Влияние изотропного давления и упругих анизтропных напряжений на структрные параметры решетки и зонные спектры нитридов В.Н. Брудный, А.В. Кособуцкий, Н.Г. Колин, А.В. Корулин	208
Некоторые свойства Ga(In)N:As(P) <u>Е.Н. Вигдорович</u>	210
Электродинамические исследования излучателей с объёмными резонаторами и квантовыми точками Э.М. Гумиайт 4.4. Куруници, В.Э. Маслов	212
Особенности поведения HCl и NH ₃ в газовой схеме установки для выращивания GaN методом хлорид-гидридной эпитаксии	214
А.А.Донсков, <u>Л.И.Дьяконов</u> , Ю.П.Козлова, С.С.Малахов, М.В.Меженный, Т.Г.Югова Низкодефектная «micropipe - free» подложка карбида кремния для светодиодов <u>Т. Ю.Чемекова,</u> Д.П.Литвин, А.В.Васильев, С.С.Нагалюк, Ю.Н.Макаров, Х.Хелава	216

Исследование структурного совершенства эпитаксиальных слоев GaN, полученных методом хлоридно-гидридной эпитаксии с использованием низкотемпературного буферного слоя А.А. Донсков, Ю.П.Козлова, Л.Н. Кузюкова, С.С. Малахов, М.В. Меженный, В.Ф.Павлов, <u>Т.Г. Югова</u>	218
Поверхностные состояния и радикальные изменения спектра валентной зоны n-GaN(000) при адсорбции Ва <u>Г.В. Бенеманская</u> , М.Н. Лапушкин, С.Н. Тимошнев	220
О флуктуации толщины слоев в сверхрешетках на основе III-нитридов как канале релаксации механических напряжений <u>А.В. Кучук</u> , В.П. Кладько, Н.В. Сафрюк, А.Е. Беляев, П.М. Литвин, Ю.И. Мазур, Б.С. Явич	222
Влияние расхода легирующей примеси на фотолюминесцентные характеристики слоев GaN:Mg, полученных методом МОС-гидридной эпитаксии <u>А.В. Мазалов</u> , А.А. Падалица, Д.Р. Сабитов, В.А. Курешов, А.А. Мармалюк, Р.Х. Акчурин	224
Теоретическое исследование процесса образования интерфейса AIN/AIO ₃ в результате нитридизации сапфира <u>И.В. Мутигуллин</u> , К.К. Абгарян, Д.И. Бажанов, К.С. Журавлев, Т.В. Малин	226
Применение метода дифракции отраженных быстрых электронов для контроля релаксации упругих напряжений при росте гетероструктур на основе соединений A ³ N методом молекулярно-пучковой эпитаксии <u>Д.В. Нечаев</u> , А.М. Мизеров, В.Н. Жмерик, С.В. Иванов	227
Механизм токопереноса в омическом контакте к GaN и другим соединениям A ³ B ⁵ с высокой плотностью дислокаций <u>А.В. Саченко</u> , А.Е. Беляев, Н.С. Болтовец, Р.В. Конакова, Я.Я. Кудрик, С.В. Новицкий, В.Н. Шеремет	229
Рентгеновские исследования сверхрешеток InGaN/GaN с разным количеством квантовых ям <u>Н.В.Сафрюк.</u> В.П.Кладько, А.В.Кучук, А.Е.Беляев, В.Ф.Мачулин, Р.В.Конакова, Б.С.Явич, Д.Я.Бер, Д.Ю.Казанцев	231
Идентификация мелких доноров и центров окраски в монокристаллических подложках нитрида алюминия	233
<u>Б.А. Солтамов</u> , И.В Ильин, А.А. Солтамова, Ю.П. Макаров, Е.П. Мохов, П.Г. Варанов Получение тонких пленок твердого раствора карбида кремния с нитридом алюминия методом высокочастотного магнетронного распыления <u>Ш.М.Рамазанов</u> , М.К. Курбанов, Б.А. Билалов, Г.К. Сафаралиев	235
Примеси и локализованные состояния в объёмных слоях GaN, полученных хлоридной газофазной эпитаксией (ХГФЭ) С.Н. Родин, <u>Ю.А. Шафир</u> , М.Ю. Кожокарь	237
Кинетика образования капель Ga в процессе роста GaN при молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией <u>П.А. Асеев</u> , А.М. Мизеров, В.Н. Жмерик, С.В. Иванов	239
Влияние параметов MOCVD роста на фотолюменесценцию InGaN слоев <u>Е. В. Луценко</u> , Н. В. Ржеуцкий, И. Е. Свитенков, С. В. Русинов, В. Н. Павловский, В. З. Зубелевич, Г. П. Яблонский, Ö. Tuna, C. Giesen, B. Schineller, M. Heuken	241
Люминесценция облученных монокристаллов нитрида алюминия при термической и оптической стимуляции <u>И.А. Вайнштейн</u> , А.С. Вохминцев, Д.М. Спиридонов	243
Особенности формирования наноразмерных структур на основе твердых растворов карбида кремния магнетронным распылением Б.А.Билалов, Г.К.Сафаралиев, Г.Л.Кардашова, М.А.Гитикчиев, Т.Э.Абдуллаев	245
Широкозонные твердые растворы на основе карбида кремния на современном этапе развития твердотельной электроники: получение и применение <u>Б.А.Билалов,</u> Г.К.Сафаралиев, Г.Д.Кардашова, М.К. Курбанов, Р.А. Ахмедов, Т.Э.Абдуллаев	247

ЖЁЛТЫЙ СВЕТОДИОД НА ОСНОВЕ ЛЮМИНОФОРА, ВОЗБУЖДАЕМОГО ФИОЛЕТОВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ p-n ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ InGaAIN

 В.А. Большухин², Н.А. Гальчина¹, <u>Л.М. Коган</u>^{1*},
 В.Н. Личманова², Ю.А. Портнягин³, И.Т. Рассохин¹, Н.П. Сощин². ¹ООО «НПЦ ОЭП «ОПТЭЛ», Щербаковская ул., д. 53,
 105187, г. Москва, тел. +7(495)366-05-33, e-mail: levkogan@mail.ru
 ²ООО НПК «Люминофор», 141190, г. Фрязино, e-mail: inpec@mail.ru
 ³ООО «КБСП», Щербаковская ул., д. 53, 105187, г. Москва.

Разработан жёлтый светодиод (СД) на основе люминофора (ЛФ), возбуждаемого фиолетовым излучением p-n-гетероструктуры InGaAlN. Использовались кристаллы фирмы SemiLEDs, типа SL-V-U40AC размером 1,07х1,07 мм с длиной волны излучения $\lambda_{max} = 400-405$ нм и мощностью излучения $P_e = 350$ мВт при токе 350 мА.

Вокруг кристалла, смонтированного на печатной плате с алюминиевой основой, размещён специальный отражатель, содержащий прозрачный полимер (показатель преломления 1,53-1,54) с ЛФ, причем ЛФ удален от кристалла [¹].

ЛФ представляет тройную систему силикатов щёлочноземельных элементов (Ba-Sr-Mg)₂SiO₄, активированную европием. Необходимый длинноволновый сдвиг спектрального максимума излучения от 540 до 580 нм достигается при повышении соотношения концентрации стронция к барию более 2,5. Средний размер зёрен ЛФ 8-10 мкм.

Спектр излучения СД (рис. 1) имеет основную полосу с $\lambda_{max} = 575 - 585$ нм и полушириной около $_{\Delta}\lambda = 100$ нм. Полуширина этой полосы значительно больше, чем у «традиционных» жёлтых СД с кристаллом из AlGaInP/GaP (16-20 нм). Фиолетовая полоса излучения кристалла в спектре отсутствует и практически полностью поглощена ЛФ, что обеспечивает стабильность цвета, излучаемого диодом.



Рис.1 Спектры излучения

Зависимость интенсивности светового потока диода от прямого тока близка к линейной (Рис.2). Значения световой отдачи незначительно изменяются с ростом тока.

Цветность излучения на цветовом графике МКО 1931 соответствует области x = 0,49-0,53, y = 0,47-0,53, которая незначительно отличается от типичной для «традиционных» жёлтых СД области: x = 0,45-0,60, y = 0,43-0,55.

При прямом токе 350 мА световой поток $F_{\rm V}$ в экспериментальных образцах диодов составил 55-60 лм, что соответствует световой отдаче $\eta_{\rm v}\approx 50$ лм/Вт. Осевая сила света СД составила

14-20 кд при угле излучения $2\theta_{0.5} = 120$ град. Полученное значение η_v больше, чем у «традиционных» жёлтых СД (30-40 лм/Вт).



Рис. 2 Зависимость светового потока и световой отдачи от прямого тока

Усовершенствованы зеленые СД на основе ЛФ [2]. Достигнуты значения светового потока 115 лм при 350 мА, световой отдачи 100 лм/Вт при длине волны излучения 525 нм.

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

[2] Н.П.Сощин, Л.М.Коган и др. Тез. докладов 7 Всероссийской конф. «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы». Москва, МГУ, 1-3 февраля 2010, с. 88-89.

YELLOW LIGHT-EMITTING DIODE BASED ON LUMINOFOR, EXCITED BY VIOLET RADIATION FROM InGaAIN p-n-HETEROSTRUCTURE

V.A.Bolshuhin², N.A.Galchina¹, L.M.Kogan^{1*},
 V.N.Lichmanova², J.A.Portnjagin³, I.T.Rassohin¹, N.P.Soshcin².
 ¹Open company « NPC OEP "OPTEL", street ShCherbakovskaja, 53, 105187, Moscow, ph. +7 (495) 366-05-33, e-mail:Levkogan@mail.ru.
 ²Open company NPK "Luminofor, 141190. Frajsino.
 ³Open company "KBSP", street ShCherbakovskaja, 53, 105187, Moscow.

Yellow light-emitting diodes (LED) on a basis of phosphor (LF), excited by violet radiation p-nheterostructure InGaAlN is developed. Parameters of radiating crystals, LED design and features LF are presented. The spectrum of yellow radiation LED is characterized $\lambda_{max} = 575-585$ nm and $\Delta\lambda = 100$ nm. Chromaticity of radiation on color scheme CIE 1931 corresponds to area: x = 0,49-0,53, y = 0,47-0,53. The light flux at a current 350 MA is within the limits of 55-60 lm, with efficiency up to 50 lm/W. Luminous intensity is 15-20 kd at a radiation angle $2\theta_{0.5} = 120$ deg.

ТРИАДА ФОТОЛЮМИНОФОРОВ ДЛЯ БЕЛЫХ СВЕТОДИОДОВ С ВЫСОКОЙ ЦВЕТОПЕРЕДАЧЕЙ

<u>Н.П. Сошин¹</u>, В.А. Большухин¹, В.Н. Личманова²

¹ФГУІ<u>Т НИИ</u> "Платан", Заводской проезд 2, 141190 г. Фрязино, тел. +7(495)4658888, e-mail: inpec@mail.ru ²ООО НПК «Люминофор», 141190 г. Фрязино

Потребность в эффективных белых излучателях постоянно возрастает в связи с их использованием в LCD (LED Backlight), в индикаторных экранах, а также в осветительных устройствах качественного белого света с высоким индексом цветопередачи Ra более 80. Нами описаны новые триады RGB фотолюминофоров (ФЛ) для получения трехполосного излучения, которое может быть сформировано в холодно-белое, нейтрально-белое, тепло-белое или теплое свечение.

Для белых СИД, состоящих из комбинации сине-излучающий чип + люминофорный конвертер, можно записать уравнение

$$E = \eta_{\rm GH} k_{\rm GBLX} \left[Q_1 + k \left(\eta_{\rm KSOP} k_{\rm CMOKC} Q_2 - Q_1 \right) \right]$$

где η_{sh} - внутренний выход инжекционной электролюминесценции;

*k*_{вых.} - коэффициент оптического вывода излучения из чипа;

Q1,Q2 - люмен-эквиваленты излучений чипа и люминофорного конвертера соответственно (лм/Вт);

*η*_{кэф} – квантовая эффективность люминофорного конвертера;

k_{сток} – коэффициент передачи, учитывающий Стоксов сдвиг между длинами волн возбуждения и люминесценции конвертера;

k - коэффициент поглощения излучения чипа конвертером.

Из уравнения следует, что световая эффективность СИД с люминофорным конвертером может быть значительно увеличена, так как значение Q2 обычно более чем на порядок превосходит значение Q1. При высоких значениях параметров квантового выхода и малых стоксовких потерях люминофора световая эффективность в белом свете может приближаться к значению 200 лм/Вт. Для этого важно иметь высокое значение коэффициента оптического вывода излучения из чипа $k_{\text{вых}} \approx 60\%$ это значение в основном и определяет суммарный внешний выход излучения чипа.

В работе предложены составы и синтезированы ортосиликатные фотолюминофоры (ФЛЗ-8) со структурой минерала бредигита ($\sum Me$)₄Si₄O₁₂ : Eu⁺², где $\sum Me = Ba$, Sr, Ca, Mg, хлорфосфатные составы (ФЛС-Ф1) и сульфоалюминатные составы (ФЛК-827ф). Спектры излучения и возбуждения люминофоров приведены на рисунке. В качестве красноизлучающих составов (ФЛК) заслуживают внимания также двойные металло-фосфатные системы типа $Me^{+1}Sr^{+2}PO_4$:Eu⁺³. Все предложенные составы отличаются единым активатором, в качестве которого используется ион европия в различных степенях окисления +2,+3, обеспечивающий узкополосное (< 75 нанометров по полуширине) или линейчатое излучение (<3 нм), положение спектрального максимума которого зависит либо от соотношения [Sr]/[Ba] в бредигите, либо является константным для области $\lambda > 611$ нм в фосфатах.



Рис.1 Спектры излучения (сплошная линия) и возбуждения (штриховая линия) различных люминофоров

Для получения высокого значения квантового выхода люминофоров разработаны специальные среднетемпературные методы синтеза с применением нанодисперсного сырья (SiO₂, Al(OH)₃, Y₂O₃ и т.д.), мультилигандные рецептуры ФЛ (с частичной заменой ионов O⁻² анионной решетки на галогенид-ионы или элементы У-группы) и дозированной нейтрально-восстановительной реакторной атмосферы. Параметры ФЛ приведены в табл. 1.

Марка (состав)	Цвет свечения	Координаты	Полуширина	Люмен-	Квантовый
ФЛ		цветности	спектра	эквивалент, Q2	выход
ФЛС-Ф1	синий	0,16 0,10	90	50	0,7
ФЛЗ-8	зеленый	0,26 0,61	72	460	0,8
ФЛК-827ф	красный	0,66 0,33	80	200	0,6

Были определены световые доли каждого из видов излучения для ,получения белого свечения с температурой T = 6000 K (cw) T = 4500 K (nw), T = 3850 K (ww) T = 2650 (sww). Трехкомпонентные люминофорные конвертеры позволяют улучшить качество белого цвета, увеличить индекс цветопередачи излучателя до Ra = 90. Рассчитаны и проведены модельные испытания трехкомпонентных конвертеров для фиолетового гетероперехода с λ = 405-408 нм ("Semileds").

PHOSPHORS TRIAD FOR WHITE LED WITH HIGH COLOR RENDERING

 <u>N.P. Soshchin¹</u>, V.A. Bolshukhin¹, V.N. Litshmanova²
 ¹RDI Platan, Zavodskoy Proezd.2, 141190, Fryazino, Moscow reg., Russia Phone. +7(495)4658888, e-mail: inpec@mail.ru
 ²R&PC «Luminophor», 141190, Fryazino, Moscow reg., Russia

There are offered blue, green and red emission phosphors for use in semiconductor lighting. Combination of such phosphors allow (excited by 400-415 nm InGaN LEDs) to get the high-qualitaty white light with Ra more than 80.

СВЕТОДИОДЫ ДЛЯ ПОВЕРХНОСТНОГО МОНТАЖА

А.А.Вилисов, И.Ф.Гарипов, В.В.Дохтуров, Д.И.Короченко, Ю.М.Курило, <u>В.С.Солдаткин*</u>, К.В.Тепляков, А.В.Токарев ОАО «НИИПП» Россия, 634034, г. Томск, ул. Красноармейская, 99a, www.niipp.ru

*issledowatel86@mail.ru

В настоящее время светодиодные устройства составляют большой сегмент рынка электронной промышленности. Светодиодам находят всё больше новых областей применения. Применения светодиодов в качестве индикаторов, в качестве LED подсветки жидкокристаллических дисплеев и в системах освещения являются их самыми массовыми областями применения. В светодиодных устройствах, таких как LED подсветка и источники освещения, применяется большое количество светодиодов. Например, в LED подсветке экрана телевизора используется порядка 300 светодиодов в линейке, а в светильниках общего назначения их число может достигать 1000 шт. Очевидно, что для таких устройств при их серийном производстве наиболее оптимальным, является применение светодиодов в конструкции, пригодной для поверхностного монтажа. Разработан ряд светодиодов для поверхностного монтажа основных цветов свечения. Подробней остановимся на белых светодиодах.

Разработаны индикаторные светодиоды для поверхностного монтажа в типовом корпусе smd 3528. Этот корпус с 2005 года завоевал свою нишу на международном рынке. Разработанные светодиоды изготовлены на основе гетероэпитаксиальных квантоворазмерных структурах нитрида галлия, выращенного на сапфировой подложке. Полупроводниковый кристалл в таких диодах имеет размеры не более 400 мкм², прямой ток 20 мА и напряжение 2.8 – 3.3В. При этом оптическая мощность составляет порядка 24 мВт на длине волны 460 нм. Для получения белого цвета свечения эластичный, на силиконовой основе компаунд смешивается с фотолюминофором жёлтым ФЛЖ на основе YAG. Для повышения индекса цветопередачи и снижения цветовой температуры добавляется фотолюминофор красный на основе SrCaSiN: Eu. В среднем, у данных светодиодов при рабочем токе 20 мА в партии 1000 шт. сила света в угле излучения 120 град. составила 1.2 – 1.45 кд. Данные светодиоды пошли на сборку иллюминационных ламп и ламп для общего освещения на замену 20 ватным лампам накаливания.

Для общего освещения разработаны светодиоды с мощностью 1 Вт и 0.2 Вт. Светодиоды средней мощности 0.2 Вт изготовлены в корпусе из PLCC пластмассы smd 5×5 в безлинзовом исполнении. На светодиодах данного типа при прямом токе 60 мА получены следующие параметры: прямое напряжение 2.8 – 3.2 В, цветовая температура 3800 – 4300 К, сила света в угле излучения 120 град. составила 6.5 – 7 кд., что соответствует ~ 20 Лм.

Мощные светодиоды изготовлены в типовом корпусе К – 2. Полупроводниковый кристалл с параметрами: прямой ток 350 мА, прямое напряжение 2.8 – 3.2В, мощность излучения 350 – 400 мВт с длиной волны 460 нм, смонтирован в отражатель корпуса. Отражатель заполнен смесью люминофора с компаундом, далее осуществляется монтаж линзы и заполнение пустого пространства под ней оптически прозрачным гелем. Световой поток данных светодиодов составил при цветовой температуре 4000 – 4500 К 100 Лм, а тепловое сопротивление корпуса 6 К/Вт.

Светодиоды освоены серийным производством, прошли полный комплекс квалификационных испытаний и испытаний на конструкторско-технологические запасы. Утверждено ТУ на светодиоды, которые получили обозначения КИПД152 А9.

LEDs FOR SURFACE MOUNTING

A.A.Vilisov, I.F.Garipov, V.V.Dohturov, D.I.Korochenko, U.M.Kurilo, <u>V.S.Soldatkin</u>, K.V.Teplyakov, A.V.Tokarev www.niipp.ru *issledowatel86@mail.ru

Light-emitting diodes for the surface mounting have wide application as indicators, as illumination of screens liquid-crystal TVs and in illumination systems.

The important distinctive feature of diodes of such design is possibility of assemblage automation both diodes, as printed circuit boards with their use.

Light-emitting diodes of primary colors of a luminescence (red, yellow, green, dark blue, white) for surface mounting are developed and mastered in repetition work.

БЕЛЫЕ СВЕТОДИОДНЫЕ МОДУЛИ С УВЕЛИЧЕННЫМ ИНДЕКСОМ ЦВЕТОПЕРЕДАЧИ

Н.А. Гальчина¹, Э.М. Гутцайт², Е.А. Дворников³, Л.М. Коган¹, Н.П. Сощин⁴, <u>А.Н.Түркин</u>³*, А.Э. Юнович³.

¹ ООО «НПЦ ОЭП «ОПТЭЛ», Щербаковская ул., д. 53, 105187, г. Москва, тел. +7(495)366-05-33; ² МЭИ, Красноказарменная ул., д. 13, 111250, г. Москва;

³ Физический факультет МГУ, Ленинские горы, 119991, г. Москва,

тел. +7(495)939-29-94, *e-mail: andrey@turkin.su;

⁴ ФГУП «НИИ «Платан», 141191, г. Фрязино;

Одной из задач разработок светодиодов (СД) белого свечения является увеличение индекса цветопередачи R_a при сохранении высокой световой отдачи η_v . Значения R_a для стандартных белых СД находятся в диапазоне 60-75, что недостаточно для ряда применений. В частности, это существенно для освещения картин в музеях. В настоящей работе созданы и исследованы белые светодиодные модули (СДМ) со световым потоком до 750 лм, имеющие световую отдачу до $\eta_v \cong 100$ лм/Вт и индекс цветопередачи до $R_a \cong 90$.

Модули собраны на квадратной (30х30 мм²) печатной плате с Al основой, содержащие 6 белых СД и 1 красный СД, соединённые последовательно. Белые СД содержат по 1 кристаллу фирмы SemiLEDs, созданные на основе p-n-гетероструктур в системе InGaAIN с площадью 1,2х1,2 мм², с доминирующей длиной волны излучения 455 – 460 нм и мощностью излучения не менее 450 мВт при токе 350 мА. Синие светодиоды из этих кристаллов имели коэффициент полезного действия ≅ 40%. Конструкция СД отличается тем, что вокруг кристалла размещён специальный отражатель, содержащий прозрачный полимер (показатель преломления 1,53-1,54) с люминофором, причем люминофор не касается кристалла; это увеличивает коэффициент оптического вывода излучения [1]. Белые СД расположены в модуле по кругу. Угол излучения СДМ 2Ф_{0.5}≈120±10 град.

Известно, что основным способом повышения R_a является уширение полосы излучения люминофора в красную область. В СД был применён люминофор на основе иттрий-гадолинийтербиевого граната, который описан в работе [2], и проведен подбор его концентрации. Для большего увеличения доли красного излучения в спектре СДМ в центре круга поставлен красный СД на основе кристалла ES-SMHRPN42A фирмы Epistar размером 1,07x1,07 мм² с пиковой длиной волны около 635 нм и силой света не менее 7,5 кд при токе 350 мА.

Полученные спектры излучения СДМ приведены на рис. 1. Спектры двух модулей представлены на рисунке кривыми 1 и 2 соответственно. В спектрах обоих модулей наблюдаются линии с максимальной длиной волны 455 нм и 635 нм, соответствующие излучению синего и красного кристаллов. Интенсивность синей полосы излучения СДМ 2 более чем в 2 раза превышает интенсивность синей полосы в спектре СДМ 1, тогда как интенсивность излучения красной полосы у обоих модулей примерно одинаковая. Широкий пик с максимумом в области 550 ÷ 570 нм соответствует излучению люминофора. У СДМ 1 максимум пика люминофора соответствует длине волны приблизительно 550 нм, тогда как новый люминофор, применный в СДМ 2, имеет максимум полосы свечения при длине волны приблизительно 575 нм, Также в спектральной линии люминофора обоих СДМ наблюдается узкий пик на длине волны 694 нм, соответствующий люминофора.

Также на рис.1 представлен спектр СДМ 2 с закрытым красным СД (кривая 3). Видно, что в спектре отсутствует пик красного светодиода, но соотношение интенсивностей пиков синего кристалла и люминофора практически остается без изменения; в спектре 3 также присутствует узкий пик свечения редкоземельной примеси на длине волны 694 нм.

Зависимость светового потока F_v от тока J_r представлена на рис.2. На графике видно несколько участков. При токе ниже 150 мА световой поток линейно возрастает с коэффициентом, приблизительно равным 3,25. Далее на участке до значения тока 200 мА коэффициент снижается до 2,0. На участке после 200 мА линейный рост продолжается с коэффициентом 1,67. Это можно объяснить повышением температуры активной области и увеличением в ней доли безызлучательной рекомбинации. Световая отдача η_v при малых токах (до 50 мА) составляет до 150 лм/Вт (см. рис. 2). При токе 350 мА ее значение составляет 100 лм/Вт (см. рис. 2).

Созданные светодиодные модули найдут применение для освещения картин в музеях. При презентации доклада будут показаны цветные фотографии художественных картин, иллюстрирующие улучшение цветопередачи при использовании СДМ типа МСО-23Бл-К.





Рис.1. Спектры излучения СДМ 1 (кривая 1), СДМ 2 (кривая 2) и СДМ 2 с закрытым красным СД.

Рис.2. Зависимости светового потока (F_v) , световой отдачи (η_v) и прямого напряжения (U_t) сборки СДМ 2 от тока.

Лостигнутые пар	аметры СЛМ	1 и CJ	IM 2 приве	лены в	таблине
Accini i i pic nup	uncippi cant	1 11 02	1 1 2 1 p 1 b c	дены в	raosninge

N⁰		Входные эл	Световые параметры					
П.П.	Тип	парам	иетры					
		J _{пр} , мА	Unp, B,	F _v , лм	J _v , кд	Ra	КЦТ, К	η,
		-	не более					лм/Вт
1	MCO-	350	22,0	530	158	85	3780	66
2	23Бл-К	350	22,0	750	172	90	4120	100

- 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, И.Т.Рассохин, Н.П.Сощин. Универсальные светодиодные модули с световым потоком до 1100 лм и световой отдачей до 110 лм/Вт, предназначенные для освещения. Тез. Докладов 8^а Всероссийской конф. «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы». (Санкт-Петербург, ФТИ, 26-28 мая 2011 г.).

WHITE LED MODULES WITH INCREASED CRI

N.A. Galchina¹, E.M. Gutzait², E.A. Dvornikov³, L.M. Kogan¹, N.P. Soschin⁴, <u>A.N. Turkin</u>³*, A.E. Yunovich³.

¹ «SMC «OPTEL», 53, Scherbakovskaya ul., 105187, Moscow, tel. +7(495)366-05-33;

² MEI, 13, Krasnokazarmennaya ul., 111250, Moscow;

³ MSU, Department of Physic, Leninskie Gory, 119991, Moscow,

tel. +7(495)939-29-94 *e-mail: andrey@turkin.su;

⁴ FSP «SRI «Platan», 141191, Fryazino, Moscow Region;

White LED modules with luminous flux up to 750 lm, efficacy up to $\eta_v \approx 100$ lm/W and CRI up to $R_a \approx 90$ have been investigated. The developed modules will find applications in special illumination where good color rendering is required, for example in museum. Color pictures illustrating improved color rendering with these LED modules using will be shown in presentation.

СВЕТОДИОДНАЯ ЛАМПА ДЛЯ ЖЕЛЕЗНОДОРОЖНЫХ СВЕТОФОРОВ

В.С. Абрамов¹*, В.П. Сушков². <u>С.Г. Никифоров³</u>

¹ООО «НоваСвет», Москва, Переведеновский пер., д.13, стр.16.офис 10 T. (495) 648-50-86 *e-mail: abramov-vladimir@bk.ru ²Национальный Исследовательский Технологический Университет «МиСиС». 119049, Москва, Ленинский пр-т 4

³ООО «Л.И.С.Т. – Лаборатория Исследований Световых Технологий» Москва, 1-ый Котляковский 4

В работе представлена последняя разработка группы российских авторов, посвящённая светодиодной лампе для ЖД светофоров (ЖСС) на основе бескорпусных светодиодов «InGaN + люминофор» взамен применяемой в настоящее время лампы накаливания ЖС-12-15. В составе со стандартными линзами и фильтрами, которыми укомплектованы светоблоки нескольких миллионов светофоров в нашей стране и СНГ, лампа ЖСС обеспечивает все фотометрические, колориметрические и электрические параметры, регламентированные стандартом, и, в то же время, имеет срок службы до 20 раз больше, чем штатная лампа накаливания, 5-7 кратный запас по требуемой силе света и 3-х кратное уменьшение потребляемой электрической мощности. Изобретение защищено патентом РФ 2009141052.

Светящие поверхности лампы ЖСС имеют геометрические размеры, идентичные размерам нитей накала лампы ЖС-12-15, на которую рассчитана вся оптическая система действующих светофоров, благодаря близкой установке излучающих кристаллов друг к другу в ряд. Таким образом, штатная оптика светоблока светофора формирует световой сигнал от источника на полупроводниковых излучающих кристаллах с пространственным распределением силы света, идентичным прежнему. Благодаря специфическому спектральному распределению светового потока системы кристаллов InGaN + люминофор, обладающему гораздо большей интенсивностью излучения в большинстве необходимых для сигналов светофора участков спектра, чем лампа накаливания, удалось получить существенно большие значения силы света линзовых комплектов при значительно меньшей потребляемой мощности. Это позволяет с большим запасом выполнять все соответствующие требования стандарта по силе света всех пяти цветов сигналов. При этом стоимость внедрения такой лампы в существующую систему световой сигнализации ЖД близка к нулю. Лампа ЖСС просто устанавливается в светоблок во время штатной замены лампы накаливания ЖС-12-15.

Высокие требования по надёжности и безопасности (критерии опасных отказов) к любым устройствам СЦБ ЖД не позволяют использовать в светодиодной лампе какие-либо дополнительные электронные устройства, помимо излучающих кристаллов, диодов и сопротивлений. Следует напомнить, что лампы светофоров ЖС-12-15 имеют напряжение питания 12В через трансформатор от сети переменного тока с частотой 50Гц и напряжением 220В. Поэтому было предложено использовать в лампе ЖСС питание излучающих кристаллов непосредственно переменным током. При параллельно-последовательном соединении, шесть кристаллов образуют однополупериодный выпрямитель, оптический отклик которого имеет форму пульсирующего светового потока с частотой 50Гц. Понятно, что глазу не заметна такая пульсация, а кристаллы работают в импульсном режиме со временем импульса т=20мс. В таком режиме с синусоидальной формой питающего напряжения наиболее выгодным будет применение излучающих кристаллов с минимальным динамическим сопротивлением. Были использованы кристаллы, изготовленные из AllnGaN гетероструктур, выращенных на сапфировых подложках и перенесённых на медное основание. При размерах кристаллов в плоскости p-n перехода 1мм*1мм и плотности тока 30A/см² его динамическое сопротивление составляет не более 1 Ом.

LED LAMP FOR RAILWAY TRAFFIC LIGHTS

V.S. Abramov^{1*}, *V.P. Sushkov*², <u>S.G. Nikiforov</u>³ ¹ «NovaSvet» Ltd. 105082, Moscow, Perevedenovski p.,16/13, of.10, ph. (495) 648-50-86 ²National Research Technological University "MiSiS", 119049, Moscow, Leninskiy prospect, 4 ³"LIST- Laboratory of Investigations of Light Technologies" Ltd. 115201, Moscow, 1-st Kotlyakovski 4 *e-mail: abramov-vladimir@bk.ru.

LED lamp for railway traffic lights as direct replacement for incandescence lamp is designed. A.C. Voltage 12 V is used. An essential feature of the lamp is using AlInGaN chips made of heterostructures grown on sapphire substrates and replaced to the copper basis.

СВЕТОДИОДНЫЙ ПОЛИХРОМНЫЙ УПРАВЛЯЕМЫЙ ИСТОЧНИК СВЕТА ДЛЯ ХИРУРГИИ

<u>А.В.Аладов</u>^{*1}, С.Б. Бирючинский², М.В.Дубина³, А.Л.Закгейм¹, М.Н.Мизеров¹

¹ Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур РАН, Россия, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая ул. 26, *e-mail: <u>aaladov@mail.ioffe.ru</u>

²Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и

оптики, Россия, Санкт-Петербург, 197101, Саблинская ул. 14.

³ Санкт-Петербургский академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН, Санкт-Петербург, 195220, Хлопина ул. 8, корп. 3

Светодиодные (СД) мультикристальные источники света, построенные на принципе RGBсмешения цветов, обладают, по сравнению с лампами, возможностью простого и практически безынерционного управления количественными и качественными характеристиками излучения: яркостью, координатами цветности и спектральным составом. В зарубежной литературе это качество получило название интеллектуальный свет (smart light) [1]. Использование RGB СДосветителей может обеспечить комфортное восприятие операционного поля хирургами и реалистичное отображение цветовой гаммы тканей без опасного воздействия ИК - и УФ-излучений, присутствие которых возможно в других источниках света. Но принципиально новым и главным преимуществом RGB осветителей является способность варьирования спектрального (цветового) состава освещения в процессе операции для контрастной визуализации тех или иных тканей (нервные волокна, сосуды и др.), с которыми в данный момент работает хирург [2,3].

В качестве элементной базы для создания управляемого хирургического источника света на принципе смешения цветов были проанализированы 3 версии полихромных мультикристальных излучателей: четырехцветные RGBA, RGBW_c и RGBW_n. Здесь RGBA обозначает набор монохроматических СД красного, зеленого, синего и желтого цветов излучения, W_c и W_n - люминофорные СД холодного и нейтрального белого свечения, соответственно.

Для выбора оптимального цвета освещения, обеспечивающего контрастную визуализацию, были проведены исследования спектров отражения R(λ) различных биологических тканей. Как видно из рис.1а, имеют место существенные различия в поведении спектров отражения, например, нервных волокон и мышечной ткани, что подтверждает перспективность метода подбора оптимального спектра излучения RGB-источника (рис. 26) для высвечивания одной ткани при затемнении другой.

В работе описывается прототип управляемого цветодинамического хирургического светильника, разработанный для опытного применения и поиска оптимальных алгоритмов освещения операционного поля во время хирургических операций.

Конструктивно (рис.1в) разработанный прототип RGB источника света объединяет в одном корпусе собственно излучатель – мощный RGBW светодиод Phlatlight CBM-360 Luminus Inc, систему его питания, включающую платы процессора, драйверы, блок питания и радиоканал обмена данными с управляющим компьютером (пультом управления). Соответствующий интерфейс (или пульт) позволяет задавать цветовые и яркостные параметры и изменять их во времени по заданному алгоритму, а также отображать их в специальном окне дисплея. Для поддержания стабильности цветовых параметров в широком диапазоне интенсивностей использовался метод широтно-импульсной модуляции по току и вводилась система обратной связи на базе датчика цветности.

Кратко, основные характеристики разработанного хирургического осветителя сводятся к следующему.

• Выходной световой поток до 4000 лм обеспечивает освещенность до 25000 лк (в белом свете) площадки 200х200 мм с однородностью распределения по цвету ~5% и по интенсивности не хуже 15%;

• Область синтезируемых цветов составляет более 75% локуса реальных цветов по диаграмме цветности XYZ МКО 1931; количество синтезируемых различных цветов более 1 000 000

 Диапазон цветовых температур для белого света составляет 2500-12000К при индексе цветопередачи 70-90;

Важным элементом конструкции полупроводникового источника света является выходная оптическая система, в задачи которой входит эффективное смешение излучения различных цветов от дискретных источников и формирование однородной по интенсивности и цвету освещаемой зоны. Для этой задачи была разработана и использовалась оптическая схема (рис.1 в) состоящая из призменного концентратора и трехлинзового объектива.

В таблице 1 представлены значения R_a и светоотдачи WPE для набора T_c в диапазоне 2800-10000К. Как можно видеть, RGBA и RGBW_n система обладает преимуществом более высоких значений индексов цветопередачи по отношению к RGBW_c версии, особенно для диапазона теплых цветовых температур. Однако, что касается светоотдачи, то RGBW_n система обладает более высокой светоотдачей (80-90 lm/W) по сравнению с RGBA (60-70 lm/W). В работе подробно исследуется поведение энергетических, спектральных и цветовых характеристик излучающих кристаллов различных цветов в зависимости от рабочего тока и температуры и влияние этих факторов на синтезируемые цвета.



Рис.1 экспериментальные спектры отражения различных биологических а тканей. б спектры излучения кристаллов составляющих светодиодный модуль, в - оптическая схема хирургического светильника.

								Таблица
Тип	Цветовая температура T _c							
	2870 K		3200 K		5500 K		10000 K	
	Ra	WPE, lm/W	R _a	WPE, lm/W	R _a	WPE, lm/W	R _a	WPE, lm/W
RGBW _n	75.8	88	75.9	87	91.9	88	90.8	78
RGBA	78.8	67.8	79.1	68.2	92.9	62.8	92.3	56.7
RGBW _c	56.9	98.0	65.1	96	91.7	97	90.7	86

[1] E.F.Schubert, J.K.Kim. Science v.308. (5726), 1274 (2005)

[2] А.В.Аладов, Е.Д. Васильева, А.Л.Закгейм, Г.В.Иткинсон, В.В.Лундин, М.Н.Мизеров, В.М. Устинов, А.Ф. Цацульников // Светотехника, N. 3, (2010), с. 8-17

[3] A. L. Zakgeim and M. N. Mizerov // Proc. of 18th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology", St Petersburg, Russia, June 21–26, 2010, pp. 371-373

LED-BASED SURGICAL MULTICOLOR ILLUMINATOR WITH DYNAMIC CONTROLLED CHARACTERISTICS

<u>A.V.Aladov^{*1}</u>, S.B.Biryuchinskiy², M.V.Dubina³, A.L.Zakgeim¹, M.N.Mizerov¹

¹Submicron Heterostructures for Microelectronics Research & Engineering Center, RAS, Polytechnicheskaya 26, 194021, St.Petersburg, Russia, *e-mail:aaladov@mail.ioffe.ru
²Saint-Petersburg State University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Sablinskaya 14, 197101, St.Petersburg, Russia

³ St Petersburg Academic University — Nanotechnology Research and Education Centre, RAS

We describe block-scheme, design and functional parameters of surgical dynamically controlled highpower RGB light source invented for medical surgical application. Light fluxes – up to 4000 lm with CRI for white light >70, color gamut ~75% of CIE 1931 locus with number of different colors > 1000000 were realized. The spectral behavior of reflectance of different biological tissues was investigated.

ЭФФЕКТИВНЫЕ СВЕТОДИОДЫ СО СТРУКТУРИРОВАННЫМ КОНТАКТОМ

<u>Ю.В Холопова¹*</u>, А.Ф. Цацульников², Н.Е. Антонова³, С.Ю. Шаповал¹.

 ¹ ИПТМ РАН, ул. Институтская, д. 6, 142432, Черноголовка, тел. +7(496)5244141 e-mail: <u>jvkh@iptm.ru;</u>
 ² ФТИ им. А.И. Иоффе, ул. Политехническая, д. 26, 194021, Санкт-Петербург;

³ ФГУП «НПП «Исток», ул. Вокзальная, д. 2а, 141190, Фрязино;

На протяжении многих лет ведутся работы по повышению коэффициента полезного действия (КПД) и световой эффективности нитрид галлиевых источников света. Нами представлено решение проблемы вывода оптического излучения, состоящее в применении двумерной дифракционной решётки, прозрачной на заданной длине волны.

В предыдущей работе [1, 2] рассмотрены характеристики светодиодов с периодически структурированным контактом, выполненных на сапфировой подложке, с пиковой длиной волны излучения 445 нм и максимальным КПД 26%. Нынешняя работа является продолжением предыдущей, различие состоит в геометрических размерах напылённых решёток, что позволит экспериментально определить влияние их геометрических параметров на характеристики светодиода.

Экспериментальный образец представляет собой AlGaN/InGaN/GaN гетероэпитаксиальную структуру, выращенную на карбид кремниевой подложке диаметром два дюйма методами химического осаждения из газовой фазы из металлоорганических соединений. Травление до области с электронной проводимостью GaN выполнено Ar/CF₂Cl₂ плазмой в условиях электронного циклотронного резонанса на глубину примерно 1мкм. Мезаструктура, содержащая активную область, имеет форму подковы (Рис. 1а) с большим диаметром 50 и малым 30 мкм. Светодиод и оба омических контакта имеют округлую форму. По сравнению со светодиодами прямоугольной формы такие светодиоды обладают более высокими значениями оптического вывода [3].

Формирование Ni/Au двумерной решётки над слоем нитрида галлия с дырочным типом проводимости (p-GaN) выполнено методами электронно-лучевой литографии с шириной и высотой металлических направляющих 0.1 мкм. По результатам теоретических оценок, представленных в [1], выбраны величины зазора между направляющими решёток 0.26; 0.44; 0.62; 0.8 мкм, которые соответствуют минимумам коэффициента отражения по мощности (менее 0.022) и наиболее равномерному растеканию тока в p-GaN в сравнении с предыдущей работой.

Для светодиодов с разными периодами решёток измерены спектры люминесценции узконаправленным спектрофотометром HR2000+ при постоянных токах 0.4 и 5 мА, получены диаграммы направленности и вольтамперные характеристики. По экспериментальным данным рассчитаны значения КПД (Рис. 16) с погрешностью не более 6%.



Рис.1. Фотография светодиода, полученная сканирующим электронным микроскопом а); Зависимость КПД светодиода от периода Т (мкм) контакта-решётки б) при токе I = 0.4 и 5 мА, протекающем через светодиод.

Выполненная работа позволяет утверждать, что Ni/Au решётки, сформированные над активной областью, способствуют существенному увеличению КПД светодиода (до 68%) за счёт более равномерного растекания тока под контактом-решёткой. Интенсивность свечения светодиодов для заданного значения тока зависит от периода решётки. Нормированный спектр излучения светодиода не зависит от геометрических параметров решётки.

М.Ю. Барабаненков, А.В. Ковальчук, Е.А.Полушкин, В.В.Сироткин, Ю.В. Холопова, С.Ю. Шаповал. Вестник МГТУ им. Баумана. Сер. Естественные науки, 2(33), 48 (2009).
 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.
 Ф.Е. Шуберт. Светодиоды (М., Физматлит, 2008) с.185. [Пер. с англ.: под ред. А.Э. Юновича].

EFFECTIVE LIGHT EMITTING DIODES WITH THE STRUCTURED CONTACT

Yu.V. Kholopova¹*, A.F. Tsatsulnikov², N.E Antonova³, S. Shapoval¹

¹Institute of Microelectronics Technology RAS, Institutskaya St., 6, 142432 Chernogolovka phone +7(496)5244141 e-mail: <u>jvkh@iptm.ru</u>T;

² Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences. Polytechnic St., 26, 194021 St.

Petersburg;

³ R&D Corporation "Istok", Vokzalnaya St., 2a, 141190, Fryazino,

The device studied in the present report is a LED structures grown by MOCVD on a silicon carbide substrate. Getting LED's Ni/Au p-contact into shape of laminar diffraction grating promises more efficient light output to 68%. Laminar grating with high and width 0.1 µm can spatially homogeneous spread of applied current driving across the whole structure being the grating covered structure surface totally.

We found electro-optical characteristics of LED with different grooves 0.26, 0.44, 0.62, 0.8 µm and light intensity depend on groove size for given current value but normalize specter doesn't. Our research demonstrates effectuality and simplicity of the construction solution.

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ InGaN/GaN СВЕТОДИОДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР

Е.В. Ершов, А.Ф. Иванов, А.А. Найдин, О.А. Рогачков*, В.О. Пермяков, Е.В. Фомина

ФГУП "РФЯЦ-ВНИИТФ им. академ. Е.И. Забабахина", Россия, 456770

г. Снежинск, Челябинская область, Васильева 13, +7(35146)51070, <u>c5@five.ch70.chel.su</u>.

Значительные усилия прилагаются разработчиками и производителями светодиодной продукции к повышению эффективности излучения InGaN/GaN гетероструктур, используемых в производстве современных светодиодных источников освещения. Методы повышения эффективности активно совершенствуются в последние годы и достаточно широко описаны в публикациях, например в [1-2].

Анализ публикаций не дает четкого понимания того, какие всё-таки значения температуры и давления, а так же какой дизайн активной области являются оптимальными для данного типа структур. В связи с этим, является актуальным проведение исследований влияния этих ключевых параметров активной области на улучшение электрофизических характеристик.

Выращивание светодиодных гетероструктур проводилось на установке AIX2400G3 HT. Активная область состояла из пяти периодов InGaN/GaN слоёв. Содержание индия в КЯ варьировалось за счет изменения температуры в реакторе так, чтобы получить длину волны излучения структур на уровне 470 ± 5 нм.

Изменение температуры и давления при осаждении активной области, а так же результаты электролюминесцентных (ЭЛ) измерений полученных гетероструктур приведены в табл. 1.

Таблица 1.

Номер опыта	Давление, мбар InGaN/GaN	Температура, ⁰ С InGaN/GaN	Прямое напряжение U, B при токе 100 мА	Фототок I _ф , отн. ед. при токе 100 мА
1	200	840	5.2	243
2	200	840/930	5.1	310
3	200/400	840/930	4.9	426
4	400	835	5.0	615
5	400	835/930	4.9	816

Как видно из таблицы, при давлении в реакторе 400 мбар наблюдается значительное повышение фототока. Однако, независимо от давления в реакторе, рост барьеров при более высокой температуре по сравнению с ямами дает дополнительное повышение фототока еще на 20-30 %.

В опытах 6-12 изменялись ширина барьерных GaN:Si слоев от 8 до 16 нм и ширина InGaN КЯ от 2 до 4 нм. Результаты проведенных экспериментов представлены на рис. 1 и 2.



Рис. 1. Зависимость фототока от: ширины барьера при ширине КЯ 2.5 нм (опыты 6-8) (a); ширины КЯ при ширине барьера 12 нм (опыты 7, 9-12) (b)

В опытах 10, 13–15 изменялось количество КЯ от 3 до 9. С увеличением числа КЯ от трех до пяти и от пяти до семи, фототок возрастал примерно на 17-20%. Рост числа КЯ до девяти (опыт 15) не привел к дальнейшему повышению фототока. Таким образом, максимальное значение фототока получено при семи КЯ. По нашим предположениям, при дальнейшем увеличении числа КЯ начинают преобладать механизмы поглощения, вызванные рассеянием излученных фотонов на ямах нижних уровней эпитаксиальной структуры, что не дает дополнительного увеличения фототока.

Изучение влияния различного количества КЯ на электролюминесценцию СИД структур при высоких токах проводилось на образцах 10, 13, 14, и 15 (рис. 2).



Рис. 2. Зависимость экспериментально полученных значений фототока от величины тока инжекции для гетероструктур, состоящих из трех, пяти, семи и девяти кантовых ям: 1 – 13 (3 ямы); 2 - 10 (5 ям); 3 -14 (7 ям); 4 - 15 (9 ям).

Таким образом, изучен ряд условий и способов повышения эффективности излучения светодиодных InGaN/GaN гетероструктур. В ходе работ установлено:

1) Хорошее кристаллическое качество InGaN/GaN эпитаксиальных гетероструктур достигается при давлении 400 мбар в реакторе установки, что подтверждается высокой интенсивностью ЭЛ.

 Выращивание барьеров при более высокой по сравнению с ямами температуре дает увеличение эффективности излучения гетероструктур еще на 20 – 30%.

 Оптимизация геометрических параметров активной области позволяет дополнительно повысить ЭЛ на 20 – 25%. Максимальный фототок при этом достигнут при ширине барьера и КЯ 12 и 3 нм, соответственно.

4) Увеличение числа КЯ ведет к повышению фототока до насыщения при том же токе и сопровождается нежелательным ростом прямого напряжения. Экспериментально установлено, что для гетероструктур РФЯЦ – ВНИИТФ оптимальное количество КЯ – семь, при заданных геометрических параметрах активной области. Зависимость фототока от тока инжекции в диапазоне от 100 до 280 мА для гетероструктур с пятью и более КЯ носит линейный характер, что позволяет их использовать в производстве светодиодов высокой яркости.

- Закгейм Д.А., Бауман Д.А., Агапов М.Г. //InGaN светодиодные гетероструктуры с р-активной областью - Тезисы докладов 6-й Всероссийской конференции: С-П, 2008, с. 136.
- [2] Yong-Tea Moon, Dong-Joon Kim et. al. // Effect of growth interruption and the introduction of H₂ on the growth of InGaN/GaN multiple quantum wells. – J. Vac. Sci. Tech. B, V. 18, № 6, 2001, p. 2631 – 2634.

ENHANCEMENT OF RADIATION EFFICIENCY OF LED HETEROSTRUCTURES InGaN/GaN

<u>E.V. Ershov</u>, A.F. Ivanov, A.A.Naidin, O.A. Rogachkov*, V.O.Permyakov, E.V. Fomina FSUE "RFNC-VNIITF", Russia, 456770 Snezhinsk, Chelyabinsk region, Vasiliev Street 13, +7(35146)51070, <u>c5@five.ch70.chel.su</u>.

A set of conditions and methods for enhancement of radiation efficiency of light-emitting diode heterostructures InGaN/GaN was studied. It is found, that growth of active area at 400 mbar provides higher intensity of electroluminescence in comparison with growth at 200 mbar. Growth of the barriers at higher temperature, in comparison with wells, gives radiation efficiency increase of radiation of 20-30 %. Optimization of geometrical parameters of the active area and the number of quantum wells allows additional increase of photocurrent by 30-40 %. The increase of the number of wells is accompanied by forward voltage value increase. Dependence of photocurrent on injection current over the range from 100 to 280 mA for the structures with five and more quantum wells has the linear character that allows to use them in production of light-emitting diodes of high luminance.

СВЕТОДИОД НА ОСНОВЕ III- НИТРИДОВ НА КРЕМНИЕВОЙ ПОДЛОЖКЕ С ПОДСЛОЕМ НАНОКАРБИДА КРЕМНИЯ

<u>С.А. Кукушкин</u>¹, А.В. Осипов¹, С.Г. Жуков¹, Е.Е. Заварин², В.В. Лундин², М.М. Рожавская², Н.А. Феоктистов², С.И. Трошков², А.Ф. Цацульников²

> ¹ ИПМаш РАН, Большой пр. 6¹, В.О., 199178, Санкт-Петербург, тел. +7(812)3214784, e-mail: sergey.a.kukushkin_s@gmail.com;
> ² ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая 26, 194021, Санкт-Петербург; тел. +7(812)2976866, e-mail: andrew@beam.ioffe.ru

Физические свойства нитрида галлия (GaN) делают его незаменимым полупроводником для многих электронных и оптоэлектронных приборов. Он формирует твердые растворы как с нитридом алюминия (AlN), так и с нитридом индия (InN), делая возможной очень широкую область запрещенной энергетической зоны. Это играет ключевую роль при конструировании коротковолновых эмиттеров и гетеропереходов с большим потенциальным барьером. Кроме того, III-N материалы обладают большим пьезоэлектрическим эффектом.

Поскольку GaN подложки дороги и производятся в малых количествах, для роста эпитаксиальных пленок GaN необходимо подбирать в качестве подложек кристаллы, чьи параметры решетки и физические свойства подходили бы для создания приборов на основе нитридов. На сегодняшний день. сапфир является наиболее часто используемой подложкой. но. в последние годы. большой интерес вызывает создание структур на основе нитридов с использованием Si подложек, что связано с его уникальными свойствами: низкая цена, большие площади, высокая теплопроводность, возможность легкого отделения подложки от эпитаксиальной структуры. Однако, очень высокая степень несоответствия решеток Si и GaN, а так же большое различие коэффициентов их термического расширения приводит к слишком высокой концентрации дислокаций и трещин и создает большие трудности для выращивания эпитаксиальных структур. Карбид кремния (SiC) из-за малого несоответствия (~3%) решеток обеспечивает наилучшее качество GaN на сегодняшний день, однако, он дорог и малодоступен. Поэтому в настоящее время ведется активный поиск новых материалов подложек, а также новых подходов к выращиванию низкодефектных слоев GaN. В настоящей работе предлагается принципиально новый подход к созданию структур на основе нитридов, соединяющий преимущества как Si так и SiC подложек. Из приповерхностных слоев подложки кремния с помощью разработанного метода создается тонкий слой карбида кремния, на котором осуществляется дальнейшая эпитаксия нитридных структур. Суть метода создания SiC заключается в следующем: в приповерхностных слоях подложки Si создаются два центра дилатации, а именно, центр расширяющей решетку подложки и, центр сжимающий ее. Применительно к росту SiC на Si таким центрами дилатации являются молекула карбида кремния и кремневая вакансия. Эти центры дилатации образуются в кремнии посредством химической реакции 2Si + CO = SiC + SiO. Рассчитаны механические поля, возникающие при зарождении центров дилатации в кристаллах кремния. Доказано, что молекулы карбида кремния и вакансии в кристаллической матрице могут как притягиваться друг другу, так и отталкиваться друг от друга. Притягивающаяся молекула SiC и вакансия Si образуют единый объект - дилатационный диполь. Получена зависимость величины энергии притяжения от кристаллографической ориентации оси диполя. Вычислены упругие поля, созданные дилатационными диполями. В процессе роста концентрации молекул SiC и вакансий возрастает. По достижению критической концентрации молекулы SiC сливаются с образованием пленки карбида кремния, а вакансии с образованием пор (рис.1а). Найдены условия, при которых реализуется бездефектный рост пленок SiC на Si. Построены кинетическая и термодинамическая теории данного механизма роста, вычислены зависимости от времени числа зародышей новой фазы, плотностей химических компонентов, толшины пленки. Предложена модель релаксации упругих напряжений в пленке за счет вакансий и пор в подложке. Осуществлена наносборка пленок карбила кремния на кремниевой посредством синтеза дилатационных диполей, что позволило получить подложке высокосовершенные слои карбида кремния на кремниевой подложке. Впервые на подложках кремния вырашены монокристаллические нанопленки карбида кремния гексагональных 4H-SiC и 6H-SiC политипов [1,2]. Проведенные рентгеноструктурные, электронографические, эллипсометрические и люминесцентные исследования, доказывающие высокое совершенство получаемых пленок. На полученных пленках карбида кремния были впервые выращены светодиодные гетероструктуры методом МОГФЭ [3]. Трещин, характерных для III-N структур, выращенных на Si подложках, нет, однако присутствуют V-дефекты (Рис. 1 б, в). Устранение



Таким образом, впервые на подложках Si с буферным слоем нано-SiC выращена светодиодная гетероструктура.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 09-03-00596, 11-02-00496), Фонда поддержки науки и образования, Санкт-Петербург. Программы президиума РАН № 27 "Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов" и программы президиума РАН "Поддержка инноваций и разработок".

[1] С.А. Кукушкин, А.В. Осипов, ФТТ, 50 (7), 1188 (2008).

[2] С.А. Кукушкин, А.В Осипов, Н.А. Феоктистов. Заявка на патент РФ № 2008102398, приоритет от 22 января 2008 года.

[3] W.V. Lundin, A.V.Sakharov, A.F. Tsatsulnikov and V.M. Ustinov, Semicond. Sci. Technol. 26 (2011) 014039

NITRIDES BASED LED GROWN ON SUBLAYER OF NANOSCALED SIC ON SI (111)

<u>S.A. Kukushkin</u>¹, A.V. Osipov¹, S.G. Zhukov¹, E.E. Zavarin², W.V. Lundin², M.M. Rozhavskaya², N.A. Feoktistov², S.I. Troshkov², A.F. Tsatsulnikov²

¹ IPMas+h RAS, Bolshoy st. 61, V.O., 199178, Saint-Petersburg,

tel. +7(812)3214784, e-mail: sergey.a.kukushkin s@gmail.com;

² PTI A.F.Ioffe RAS, Politechnicheskaya 26, 194021, Saint-Petersburg,

tel. +7(812)2976866, e-mail: andrew@beam.ioffe.ru

A new method of preparation of substrates for III-N epitaxy was proposed and developed.

SiC molecules were formed on Si wafer surface by (2Si + CO = SiC + SiO) reaction. Interaction of SiC molecules with Si vacancies was theoretically investigated. After exceeding some critical concentration, SiC molecules coalescence in SiC film while Si vacancies coalescence in voids. Both 6H-SiC and 4H-SiC nanofilms were fabricated and investigated.

The process was optimized to make the resulting SiC-on-Si wafers suitable for consequent III-N epitaxy. Blue LED structures were grown on these substrates by MOVPE.

ВЛИЯНИЕ ДИЗАЙНА АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ НА СВОЙСТВА МОНОЛИТНЫХ СВЕТОДИОДНЫХ СТРУКТУР

<u>А.Ф. Цацульников^{1*}</u>, В.В. Лундин¹, А.В. Сахаров¹, А.Е. Николаев¹, Е.Е. Заварин¹, В.М. Устинов¹, А.Л. Закгейм², А.Е. Черняков², С.О. Усов², М.Н. Мизеров², Н.А. Черкашин³, М. Нуtch³ ¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, 194021, Санкт-Петербург,

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

² НТЦ микроэлектроники РАН, ул. Политехническая, 26, 194021, Санкт-Петербург.

³ Center for Material Elaboration & Structural Studies of the National Center for Scientific Research,

31055, Toulouse, France.

Прогресс в создании светодиодов на основе нитрида галлия в течение последних двух десятилетий позволил создать высокоэффективные твердотельные источники белого света с длительным сроком службы. До сих пор в качестве источников белого света используются светодиоды на основе люминофорных покрытий, хотя соединения на основе нитрида галлия позволяют перекрыть весь видимый диапазон излучения и, следовательно, создать белые светодиоды, основанные на принципе RGB-смешения. Наиболее перспективными светодиодами, использующими принцип RGB-смешения, являются монолитные белые светодиоды, то есть светодиоды, имеющие в активной области несколько слоев InGaN, излучающих в диапазоне от синего до красного.

Главной проблемой при создании монолитных светодиодов является то, что увеличение содержания индия в слоях InGaN в активной области светодиода, необходимое для сдвига излучения в длинноволновую сторону, осложнено большим рассогласованием параметров кристаллической решетки в системе GaN-InN, приводящим к возникновению значительных механических напряжений. Кроме того, для создания монолитных источников света, содержащих несколько слоев InGaN, необходимо обеспечить инжекцию носителей во все слои InGaN активной области. Неоднородная инжекция приводит к тому, что интенсивность излучения уменьшается по мере увеличения расстояния между слоями InGaN и областью р-легирования. Данный эффект приводит к зависимости интенсивности излучения этих слоев от величины тока и, следовательно, к зависимости от тока цветовых параметров. В данной работе были исследованы методы синтеза квантоворазмерных слоев InGaN с высоким содержанием In для получения излучения в желто-зеленом диапазоне и различные последовательности слоев в активной области монолитных источников белого света.

Для получения высокой эффективности излучения в желто-зеленой области спектра был предложен дизайн активной области светодиодных структур, содержащей один квантоворазмерный слой InGaN, осажденный на короткопериодную InGaN/GaN сверхрешетку и отделенный от нее барьером GaN, выращенным при низкой температуре. Было показано, что данный дизайн активной области позволяет в 15-30 раз увеличить интенсивность излучения по сравнению со структурой, в которой активные слои InGaN осаждалась непосредственно на слой n-GaN. Использование данного подхода позволило создать светодиоды, излучающие в диапазоне длин волн 530-560 нм с максимальной эффективностью 20-8%, соответственно.

Для обеспечения эффективной инжекции было предложено использовать в качестве барьера между квантоворазмерными слоями InGaN, излучающими в синей и зеленой областях спектра, короткопериодную сверхрешетку InGaN/GaN (Рис. 1а). Было показано, что такая сверхрешетка позволяет увеличить эффективность инжекции носителей в активные слои InGaN, расположенные на большом расстоянии от области р-легирования, и повысить эффективность излучения в светодиодных структурах.

Были выполнены исследования оптических свойств монолитных светодиодов в зависимости от типа и параметров барьера, разделяющего активные слои InGaN, излучающие в различных спектральных диапазонах. Светодиодные структуры с тонким GaN барьером показывают более высокое значение внешней квантовой эффективности (до ~7%), что, по-видимому, связано с меньшим общим содержанием индия в структуре, либо с изменением характера инжекции. Однако, в случае GaN тонких барьеров, интенсивность «синей» полосы значительно превышает интенсивность «зеленой» линии, что приводит к высокому значению коррелированной цветовой температуры (Рис. 1b). Для монолитных светодиодов со сверхрешеткой в качестве барьера интенсивности «синей» и «зеленой» полос сопоставимы даже в случае значительной суммарной толщины сверхрешетки (24 нм). При этом соотношение интенсивностей "синей" и "зеленой" линий меняется в пределах 0.7-0.3 в зависимости от тока, протекающего через структуру. Данный факт

свидетельствует о том, что, несмотря на значительное расстояние между активными слоями InGaN, удается реализовать эффективную инжекцию носителей.



(a)

Рис.1. Изображение активной области монолитного светодиода полученное просвечивающей электронной микроскопией (а); зависимости внешней квантовой эффективности и коррелированной цветовой температуры от тока (b)

Было проведено сравнение светодиодных структур, содержащих в активной области две, три и четыре активных слоя InGaN, излучающих в диапазоне длин волн 430-610 нм. Во всех структурах данные слои InGaN были разделены барьерами GaN толщиной 8 нм. Сравнение зависимостей квантовой эффективности от тока показало, что увеличение числа осажденных активных слоев InGaN от двух (длины волн излучения ~440 нм и ~550 нм) до трех (длины волн излучения ~440 нм, ~490 нм и ~550 нм) приводит к незначительному падению квантовой эффективности примерно на 20% в области токов ~100 мА. Увеличение числа осажденных активных слоев InGaN до четырех приводит к значительному, примерно 2-х кратному уменьшению, эффективности излучения, связанному с большим суммарным содержанием In в активной области, и немонотонной зависимости внешней квантовой эффективности от тока, что, по-видимому, обусловлено особенностями инжекции в структуре с большим числом слоев InGaN.

Работа проведена при поддержке грантов РФФИ, Федерального агентства по образованию, и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов». Авторы выражают благодарность ЗАО "Светлана-Оптоэлектроника" за изготовление светодиодов.

INFLUENCE OF THE ACTIVE REGION DESIGN ON MONOLITHIC WHITE LED PROPERTIES

<u>A.F. Tsatsulnikov^{1*}</u>, W.V. Lundin¹, A.V. Sakharov¹, A.E. Nikolaev¹, E.E. Zavarin¹, V.M. Ustinov¹, A.L. Zakgeim², A.E. Chernyakov², S.O. Usov², M.N. Mizerov², N.A. Cherkashin³, M. Hytch³

¹ Ioffe Institute, Politekhnicheskaya str., 26, 194021, St. Petersburg,

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

² Scientific and Technological Center of Microelectronics and Submicron Heterostructures,

Politekhnicheskaya str., 26, 194021, St. Petersburg.

³ Center for Material Elaboration & Structural Studies of the National Center for Scientific Research,

31055, Toulouse, France.

Study of the InGaAIN-based monolithic white LEDs, with the active region based on several InGaN active layers emitting in the range from blue to yellow-green and separated by short-period superlattices InGaN/GaN, showed that using of the superlattices allows efficient injection of carriers in the active region of the LED, realization of the emissions from the individual InGaN active layers having comparable intensity and demonstration of white color emission. Dependence of the emission on the number of the active layers, type and thickness of barriers between the active layers was studied.

БИОЛОГИЧЕСКИЙ ЭКИВАЛЕНТ ИЗЛУЧЕНИЯ СВЕТОДИОДНЫХ И ЛАМПОВЫХ ИСТОЧНИКОВ ОСВЕЩЕНИЯ С ЦВЕТОВЫМИ ТЕМПЕРАТУРАМИ Т_с = 1800-10000K

А.В.Аладов, А.Л.Закгейм*, М.Н.Мизеров, А.Е.Черняков

Учреждение Российской академии наук Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур РАН, Россия, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая ул. 26, *e-mail: <u>zakgeim@mail.ioffe.ru</u>

В связи с быстрым распространеием светодиодных (СД) источников света обострился интерес к медико-биологическим аспектам их применения, в первую очередь, влиянию «нового» света на психофизиологическое состояние человека, а также возможным отдаленным последствиям влияниям влияния светодиодного освещения на здоровье. Актуальность проблемы сопряжена, по крайней мере, с двумя факторами. Во-первых, спектр излучения наиболее массовых белых люминофорных СД заметно отличается от такового для ламп, наличием сильной полосы в синей области спектра 450-480нм. Во-вторых, создания динамически управляемых светодиодных излучателей на принципе цветосмешения RGB («интеллектуальный» свет) открывает возможность синтезировать варьируемую во времени световую среду, оптимальную для жизнедеятельности человека (простейший пример - имитация в помещениях суточного цикла естественного освещения).

По современным представлениям человеческий глаз имеет два канала восприятия излучения:

- зрительный, сенсорами для которого являются известные 3 типа колбочек (цветное дневное зрение) и палочки («серое» сумеречное зрение);

- открытый сравнительно недавно [1] незрительный или биологический канал на основе меланопсинсодержащих ганглиозных клеток, который определяет секрецию гормона мелатонина в кровь и, тем самым, регулирует состояния активности и расслабления. Неправильное освещение и, как следствие, нарушение биохимического состава крови, может вызывать не только растройство сна и психики, но, при длительной экспозиции, способствовать развитию рака груди [2,3].

В данной работе нами проводилось исследование биологического эквивалента излучения для серии разрабатываемых в НТЦ микроэлектроники РАН «интеллектуальных» источников света медицинского назначения на базе RGBA, RGBW-cool, RGBW-neutral полихромных СД. Здесь RGBA (Red-Green-Blue-Amber) – обозначает смешение излучения четырех монохромных светодиодов. Для RGBW комбинации вместо А используется люминофорный белый СД: W-сооl либо W-neutral с цветовой темпратурой T_c=6300K и T_c=4000K, соответственно. Для сравнения, помимо СД, исследовались накальная лампа (Bulb) с T_c=2800K, компактные люминесцентные лампы (CFL) с T_c 2700K и 4300K и лампы на основе люминофорных СД (Ph-LED) с T_c 2860K и 6300K. На рис. 1 представлены кривые относительной спектральной чувствительности зрительного V(λ) и биологического B(λ) каналов восприятия [4] на фоне спектрального распределения 4 -х



Рис 1 Кривые относительной спектральной чувствительности зрительного $V(\lambda)$ и биологического $B(\lambda)$ каналов восприятия на фоне спектральных распределений излучения: лампы накаливания T_c=2750 K, компактной с люминесцентной пампы с T_=4350 K. светодиодной люминофорной лампы с Т_с=6300 К и светодиодной RGBA лампы с Т_с=3200 К.

источников различного типа и цветовой температуры. Как видно из рис.1, максимум спектральной чувствительности биологического канала $\lambda_{\max,bio} = 464$ нм заметно сдвинут в коротковолновую область относительно максимума спектральной чувствительности дневного зрения $\lambda_{\max,vis} = 555$ нм.

Для расчета биологического эквивалента излучения спектральные распределения исследуемых источников вначале нормировались из условия одинаковокого зрительного воздействия, другими словами, одинакового светового потока (люмены), определяемого интегралом:

$$\int_{380}^{770} P_{norm}(\lambda) V(\lambda) d\lambda = const$$

Далее, для нормированных таким образом спектральных распределений $P_{norm}(\lambda)$ рассчитывался биологический эквивалент как интеграл перекрытия этого спектра с кривой $B(\lambda)$:

$$BioEq = \int_{380}^{570} P_{norm}(\lambda)B(\lambda)d\lambda$$

В табл.1, приведены полученные значения биологическому эквивалента (по мелатониновому фактору) для светодиодных, накальных и люминесцентных ламп, в частности, и со спектрами, показанными на рис.1. За «эталон - 100%» принята накальная лампа с T_c=2800K

		1 d0.1.1	
Тип	Цветовая температура T _c , К	Биологический эквивалент, %	
Накаливания	2800	100	
Kongarman monumoonourman	2860	83	
компактная люминесцентная	4350	158	
Chamanua way way way and any an	2700	87	
Светодиодная люминофорная	6400	233	
	2500	74	
	3200	115	
Charage and BCDA	4500	168	
Светодиодная КОВА	5500	185	
	6500	206	
	10000	232	

Как следует из табл.1, заметно выделяются биологической активностью - до 200-230% холодные светодиодные источники, что несет в себе потенциальную опасность, требующую дальнейшего изучения. Интересно отметить, что такие же излучатели являются и наиболее физиологически активными, оказывая сильное воздействие на электроэнцефалограмму человека [5].

[1] G.C.Brainard, J.P.Hanifin, J.M.Greeson et al. J.of Neuroscience 21(16), 6405 (2001)

[2] Website: http://apps1.eere.energy.gov/buildings/publications/pdfs/ssl/ssl_whitepaper_nov2010.pdf

[3] I.Kloog, B.A.Portnov, H.S.Rennert, A.Haim. Chronobiology International, 28(10), 76 (2011)

[4] G. Brainard, D. Sliney, J.Hanifin et al. J Biol Rhythms. 23(5), 379 (2008).

[5] В.Б.Слезин, Е.А.Корсакова, Е.В.Шульц, А.В.Аладов, А.Л.Закгейм, М.Н.Мизеров. Вестник новых медицинских технологий, (2011), в печати

NON-VISUAL BIOLOGICAL EFFECTIVENESS OF LEDS AND LAMPS WITH DIFFERENT CCT IN THE RANGE 1800-10000K

A.V.Aladov, <u>A.L.Zakgeim</u>^{*}, M.N.Mizerov, A.E.Chernyakov

¹Submicron Heterostructures for Microelectronics Research & Engineering Center, RAS, Polytechnicheskaya 26, 194021, St.Petersburg, *e-mail: zakgeim@mail.ioffe.ru

Comprehensive data for the biological effectiveness of different LED and lamp sources are provided for a broad range of CCT and emission spectra. The biological equivalent was determined by the overlap integral between the spectral distribution of light source $P(\lambda)$ and the non-visual spectral sensitivity $B(\lambda)$. The noticeable biological activity of cold white LED sources has been established.

LIGHTING AND POWER ELECTRONIC ENABLED BY MOCVD

F. Schulte AIXTRON SE, Kaiserstrasse 98, D-52134 Herzogenrath, Germany contact: F.Schulte@aixtron.com

The compound semiconductor industry has seen tremendous progress in optoelectronics and highpower electronics. However, most of the devices being produced today are discrete due to the comparatively high cost of wafer area and the low level of integration experience compared to the silicon industry. Hence, one way to overcome this is to use bigger wafer size like the silicon industry did in the past. This is seen in using the standard sapphire wafer with up to 6 inch, growing on silicon wafer or making co-integration with mainstream silicon manufacturing processes in which the compound semiconductor device is either selectively deposited in areas where needed while the rest of the chip is kept in standard silicon VLSI technology or unselectively deposited on a large area silicon wafer is seen as one of the most promising ways to harvest the potential of III-V compounds.

To pave these future roads, III-V equipment manufacturers are faced with the challenge of adapting there specialized (and usually stand-alone) tools to the requirements of the silicon industry.

This paper will review the market and the newest development in MOCVD technology under the above quality and cost aspects. Focus will be given on application for the HBLED and Power Electronic market.

МОС-ГИДРИДНАЯ ЭПИТАКСИЯ ДЛЯ ОСВЕЩЕНИЯ И СИЛОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

F. Schulte AIXTRON SE, Kaiserstrasse 98, D-52134 Herzogenrath, Germany contact: F.Schulte@aixtron.com

В статье приведен обзор рынка и новейших разработок в области МОС-гидридной эпитаксии.



MOCVD CONCEPT ENHANCEMENTS TO DRIVE NEXT WAVE OF LED BUSINESS GROWTH

<u>A. Winkler*,</u> O. Hoffmann, A. Dorotik Veeco Compound Semiconductor. 394 Elizabeth Avenue, Somerset, NJ 08873 * e-mail:awinkler@veeco.com

The primary challenge for the modern LED industry is to significantly reduce LED cost.

These costs are determined by yield and the lowest cost of ownership. Yield is mainly driven by the epi uniformity while lowest cost of ownership is achieved by the real multi-reactor systems. A real multi-reactor system such as Veeco's MaxBright MOCVD cluster platform with multi-chamber layer growth combines highest throughput, highest capacity, highest footprint efficiency and highest capital efficiency.

Only being able to combine these two challenges, yield and lowest cost of ownership, will allow the industry to further step into high volume manufacturing, lower the LED cost to the consumer and drive the next wave of LED business, "lighting" (outdoor, industrial, commercial and residential). The total LED market size is on a huge growing path and "lighting" is just at the beginning step as of today:



ir.net/phoenix.zhtml?c=111487&p=irol-irhome

Figure 1 illustrates Veeco's estimation for the next growing LED wafers ahead of us. The LED lighting chip demand is projected to grow at CAGR of 68 % for the next 5 years. Outdoor and Residential will lead all segments followed by Commercial and Industrial.

1) Yield

Fig

The single largest cost driver in LED manufacturing is yield. For MOCVD equipment manufacturers, such as Veeco, the most significant impact to yield is through reactor gas flow uniformity, thermal uniformity of the substrates, and repeatability; wafer-to-wafer, run-to-run, and tool-to-tool. The yield approach is driven by Veeco's TurboDisc MOCVD systems with the Uniform Flow Flange® technology which was designed to create a uniform alkyl and hydride flow pattern across all wafers. Furthermore the Flow Flange® simplified design provides ease-of-tuning for fast process optimization on wafer sizes up to 8 inches and fast tool recovery time after maintenance for the LED industry's highest productivity.



2) Lowest cost of ownership

Several factors dictate lowest cost of ownership, one being the equipment throughput. Major factors to concentrate on are process cycle time, idle time between runs and tool uptime. The TurboDisc Max Bright GaN MOCVD leverages Veeco's production-proven Uniform FlowFlange technology and automation expertise by combining multiple high throughput MOCVD reactors in a modular 2,- or 4-reactor cluster architecture.

The multi-reactor architecture enables growth capabilites, increasing process flexibility for demanding LED structures. It also enables a footprint efficiency gain of up 2.5 times standalone MOCVD systems. Overall, Veeco's MaxBright delivers a 500 % productivity gain compared to the previous K465i in a flexible and compact package.

Figure 2 illustrates the basic concept and layout of the multi-chamber layer growth concept. The cluster tool will further reduce the LED costs to drive high volume manufacturing and allow reaching the next wave, 'lighting''.



Figure 2: Veeco MaxBright MOCVD multi reactor system layout, Marketing Flyer

In conclusion, Veeco's line of GaN MOCVD process equipment, followed by the latest equipment development, MaxBright, is well positioned to adress the challenges facing the HB LED industry as it transforms into a high volume production model. Even more having the new wave, 'lighting', in mind!

РАСШИРЕНИЕ КОНЦЕПЦИИ ГФЭ МОС ДЛЯ РАЗВИТИЯ НОВОЙ ВОЛНЫ БИЗНЕСА ПО ВЫРАЩИВАНИЮ СВЕТОДИОДОВ

A. Winkler*, O. Hoffmann, A. Dorotik

Veeco Compound Semiconductor. 394 Elizabeth Avenue, Somerset, NJ 08873 * e-mail:awinkler@veeco.com

Приведены данные по развитию оборудования для газофазной эпитаксии из металлорганических соединений для производства светодиодов фирмы Veeco, включая последние разработки многоподложечных peakropoв MaxBright

ВЗАИМОСВЯЗЬ ПРОФИЛЕЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОДЛОЖКОДЕРЖАТЕЛЯ, ТЕМПЕРАТУРЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СТРУКТУРЫ И ЕЕ КРИВИЗНЫ, ИЗМЕРЕННЫХ *in-situ* В ПРОЦЕССЕ ВЫРАЩИВАНИЯ НИТРИДА ГАЛЛИЯ НА САПФИРЕ МЕТОДОМ МОС-ГИДРИДНОЙ ЭПИТАКСИИ

K. Haberland*, B. Henninger, R. Sarcia, O. Schulz, F. Brunner², M. Weyers², H. Волков³, <u>A. Падалица³</u> ¹LayTec AG, Seesener Str. 10-13, 10709 Berlin, Germany, Email: *haberland@laytec.de ²Ferdinand-Braun-Institut, Gustav-Kirchhoff Str. 4, 12489 Berlin, Germany ³ ООО «Сигм плюс», Введенского, 3, 117342, Москва, Россия

В процессе роста нитрида галлия на сапфире методом МОС-гидридной эпитаксии происходит значительный изгиб полупроводниковых пластин, обусловленный температурными градиентами в реакторе и рассогласованием параметров кристаллической решетки между эпитаксиальным слоем и подложкой. В идеальном случае изгиб пластины должен быть сферическим, но в действительности изгиб получается асферическим в радиальном и азимутальном направлениях. Изгиб структуры оказывает сильное влияние на ее температуру (Рисунок la и lb), которая является критическим параметром при росте тройных соединений, а, следовательно, и светодиодных гетероструктур в целом. Следовательно, понимание и управление процессами, приводящими к изгибу структуры, являются важными для светодиодной промышленности. Кроме этого, на температуру структуры влияют температурный профиль подложкодержателя и параметры роста, такие как давление в реакторе, тип газа-носителя.

В данной работе мы представляем результаты in-situ исследований изгиба структуры, температуры подложкодержателя и реальной температуры структуры во время процесса роста светодиодной гетероструктуры GaN на сапфировой подложке в установке МОС-гидридной эпитаксии. Впервые изгиб структуры измеряется одновременно в зависимости от времени роста и от положения точки измерения на поверхности структуры, что позволяет проследить изменение профиля изгиба каждой структуры во времени. Температура подложкодержателя измерялась in-situ с помощью интегрированного в систему инфракрасного пирометра EpiCurveTT AR. Реальная температура структуры измеряется при помощи ультрофиолетового пирометра Руго400, поскольку излучение слоя GaN может быть детектировано только при использовании коротковолнового излучения с энергией кванта больше, чем ширина запрещенной зоны GaN. На рисунке 1с и 1d показано сравнение температуры структуры и подложкодержателя во время роста светодиодной гетероструктуры.



Рис.1. а) Измеренный изгиб вдоль структуры диаметром 100мм. Величины ошибки указывают на степень азимутального асферического изгиба структуры в различных точках вдоль пластины.
b) Измеренное значение изгиба (сплошная линия) и идеальный сферический изгиб (пунктир).
c) и d) Температурные профили подложкодержателя (верхняя схема) и структуры (нижняя схема), измеренные во время роста буферного слоя GaN.

Возможность нахождения взаимосвязи температуры подложкодержателя, температуры структуры и профиля ее изгиба позволяет получить ценную информацию о качестве структуры и о процессе эпитаксиального роста. Особое внимание уделено анализу асферического изгиба структуры, приводящего к получению асимметричного распределения температуры по поверхности структуры. В работе показано, что степень асферичности изгиба зависит от размера пластины и от типа растущего материала. Также рассмотрено, как измерение асферического изгиба может быть использовано для обнаружения релаксационных эффектов на ранних стадиях роста, что поможет технологам лучше контролировать процесс роста эпитаксиальных слоев и повышать выход годной продукции.

CORRELATION OF *in-situ* MEASURED POCKET TEMPERATURE, WAFER TEMPERATURE AND WAFER CURVATURE PROFILES DURING MOCVD GROWTH OF GaN ON SAPPHIRE

K. Haberland*, B. Henninger, R. Sarcia, F. Brunner², M. Weyers², N. Volkov³, <u>A. Padalitsa³</u>

¹ LayTec AG, Seesener Str. 10-13, 10709 Berlin, Germany, Email: *haberland@laytec.de ² Ferdinand-Braun-Institut, Gustav-Kirchhoff Str. 4, 12489 Berlin, Germany ³ Sigm Plus, Vvedenskogo str., 3, 117342, Moscow, Russia

In this work we present in-situ measurements of wafer curvature, pocket temperature and real wafer temperature acquired during MOCVD growth of GaN based LED structures on sapphire. The pocket temperature is measured using the integrated infrared pyrometry of the EpiCurveTT AR in-situ metrology tool. Additionally, the real wafer temperature is measured by the advanced ultraviolet pyrometer Pyro400, as the emission of the GaN layer can only be detected using a wavelength below the bandgap of GaN. The capability of correlating the pocket temperature, wafer temperature and curvature profiles provide valuable information about the layer quality and growth process. Special emphasis is placed on the analysis of aspherical wafer curvature depends on the wafer size and the type of material grown. It will further be discussed how the measurement of aspherical curvature can be used to detect relaxation effects in a very early stage of growth.

III-NITRIDES FOR APPLICATIONS IN POWER AND ENERGY GROWTH BY METAL ORGANIC VAPOUR PHASE EPITAXY AND/OR PLASMA-ASSISTED MOLECULAR BEAM EPITAXY

<u>M.R. Leys</u>, K.Cheng, B. Sijmus, R.Lieten, and G. Borghs IMEC, Kapeldreef 75, 3001, Leuven, Belgium

AlN/GaN heterostructures are very attractive for transistor applications because their theoretical 2DEG density may exceed 5×10^{13} cm² whilst high electron mobility can be maintained. Therefore, these structures are serious candidates to replace Silicon based electronics for high power and high frequency applications. This is becoming an increasingly important market due to the present interest in solutions to high-efficient power conversion. In addition, as the In,GaN alloys can cover the complete solar spectrum, these materials are of great interest for photo-voltaic applications.

The challenges for the materials scientist are first of all the problem of hetero-epitaxy: as no native nitride substrates exist, growth has to be performed on foreign substrates with the inherent problems of lattice- and thermal mismatch. From the cost point of view, Silicon is the most attractive substrate, also because of the large size (up to and even exceeding 200mm diameter) availability. The major challenge however is to achieve a flat wafer (bow typically below 60 μ m) at room temperature and to avoid any crack formation and/or slip lines. This becomes increasingly important as the requirement for high breakdown voltages necessitates the growth of thick (~ 3 μ m) epitaxial layers. One possible approach to buffer layer engineering for GaN growth on Silicon (111) will be discussed. This involves the growth of Al,GaN intermediate layers. In the bufferlayerstack, these AlGaN layers are grown to full relaxation. However, in the top part of the HEMT structure, a thin, pseudomorphic (fully strained) Al,GaN layer is required in order to obtain the maximal 2 DEG density in the transistor. We have demonstrated that a thin in-situ grown SiN layer can prevent the relaxation of the (Al,Ga)N top layer with the additional benefit that surface states are reduced and the 2DEG density is increased even further. With respect to this concept of a heterojunction transistor grown by MOVPE on Si substrate, the lowest sheet resistance we have obtained was $186 \pm 3 \Omega/\Box$. This was with attempts to use (In,Al)N as top layer.

The growth of the (In,Ga)N alloys introduces additional complexity as InN and GaN are not very well matched concerning the thermodynamic growth aspects, i.e. require significantly different growth conditions. Amongst others, there is a strong preferential evaporation of Indium and uncertainty about the miscibility of these two binary compounds. Strained versus relaxed layer growth may also play an essential part here.

In LED applications thin (In,Ga)N quantum wells of around 2nm make up the active, light emitting part of the device. However, for the absorption of (a part of) the solar spectrum a larger layer thickness is required. Two approaches to application of (In,Ga)N with respect to harvesting solar energy exist. The first approach is to follow the "classical" concept of (In,Ga)N in a p-i-n junction. The second concept is direct photolysis: a solar cell, immersed in water could be used to generate hydrogen and oxygen, whereby hydrogen can serve as replacement for the commonly used hydrocarbon fuels. In this case a vertically conducting device is required so that hydrogen and oxygen production take place in physically separated parts of the device. In the first stages of this work, we have used plasma-assisted MBE to grow GaN directly on Ge(111) substrates. It appeared that high quality GaN can be produced, most likely due to a thin layer of epitaxial β –Ge₃N₄ which is formed during exposure of the Ge surface to the nitrogen plasma beam. However, attempts to grow $In_xGa_{1,x}N$ with $x \sim 15\%$ on top of these layers have not been totally succesful. Notably, the formation of an InN phase and of In droplets are points of concern. At the moment we are comparing properties of "thick" InGaN layers grown by MOVPE and by PA-MBE in order to obtain more insight into the structural properties and growth kinetics of relaxed In,GaN layer grown on various substrates.

In conclusion we may say that the growth of the Al,GaN/GaN based High Electron Mobility device on Si substrates has passed the stages of materials science and -research. However, the development of the InGaN/GaN materials for further improvements in the efficient-energy concepts still requires a large effort.

ЭПИТАКСИЯ III-N СОЕДИНЕНИЙ ДЛЯ ЭНЕРГЕТИКИ И СИЛОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ МЕТОДАМИ МПЭ И ГФЭ МОС

<u>M.R. Leys</u>, K.Cheng, B. Sijmus, R.Lieten, and G. Borghs IMEC, Kapeldreef 75, 3001, Leuven, Belgium
MOCVD FOR SOLID STATE LIGHTING: - RECENT ADVANCES TOWARDS LARGER WAFER SIZES –

A. Ivanov, L. Pauli, F.Schulte, A. Boyd, O. Schoen, B. Schineller, M. Heuken AIXTRON SE, Kaiserstrasse 98, D-52134 Herzogenrath, Germany Contact: M.Heuken@aixtron.com

Price reduction for optoelectronic devices depends strongly on the availability of large wafer area substrates, processes and production tools. In AIXTRON Planetary Reactor- and CRIUS Close-Coupled-Showerhead (CCS) MOCVD tools the growth-performance of InGaN-based optoelectronic structures was assessed in the 6x6 inch and 1x200 mm configurations, respectively. In-situ bow measurements, emissivity corrected pyrometry and the Argus[®] multi-channel temperature scanner were used to optimize the growth and speed up the process development.

According to "Haitz' Law" the cost per lumen is bound to reduce by a factor of 10 per decade to keep up with the demand for low-cost LED replacements of light bulbs [1]. This decrease must be met by a substantial reduction in the Cost of Ownership (CoO) of the production tools. MOCVD as one of the most important steps in mass production of today's devices faces the challenges of high-reproducibility and yield, low-operating cost, high-precursor efficiency and high-uptime.

We achieved the goals of CoO-recduction by introducing the IC Platform design for different types of MOCVD reactor types, offering a common standard and lower maintenance and spare-part stock costs. In addition, the Planetary Reactor[®] design for nitride and arsenide-phosphide based applications as well as the well-proven Crius[®] design for nitrides were further optimized with respect to throughput and precursor utilization. In-situ metrology such as a dual-beam deflectometer for wafer bow analysis or the Argus dual wavelength pyrometry scanner offers valuable information on the growing layer, thus, speeding up the development process and allowing easy monitoring during the production process.



Fig. 1: Photo of an AIX G5 HT in the 56x6 inch configuration.

The AIX 2800G4 HT Planetary Reactor[®] has, for years, been the workhorse of the industry. To satisfy the demands for future productivity, evolutionary as well as revolutionary steps have led to the introduction of the AIX G5 HT reactor series which encompasses a wide range of configurations from 56x2", 14x4", 8x6" up to 5x8".

Design target for the development of this novel reactor was the longevity and process stability of the reactor components, the general tunability of the process and the reduction of process duration through the introduction of high growth rates at high reactor pressures for e.g. the growth of highquality GaN buffers.

To assess the reactor performance for high speed growth GaN buffer layer structures were grown.

In a first step 2.6 μ m GaN was grown at a slow growth rate of 2 μ m/h onto a GaN low temperature nucleation layer, followed by a high speed growth step. For this high-speed growth step the dependence of the growth rate on the molar trimethyl-gallium (TMGa) flow was identical for all investigated reactor total pressures p_{tot} . The maximally achievable growth rates before roll-off were ~4.5 μ m/h up to 31 μ m/h for 800 mbar and 200 mbar total pressures, respectively.

The thickness uniformity across these 6 inch wafers measured by white-light interference (WLI) without edge exclusion were $\sigma_d = 1.1\%$ for a layer grown at 600 mbar. The (002) and (102) reflexes of the X-ray diffraction peak exhibited 198 arcsec and 227 arcsec, respectively, indicating good layer properties.

5 period Multi-Quantum Well (MQW) and LED structures were grown on such buffer layers. Highresolution XRD measurements yielded a well+barrier pair thickness of 16 nm for all structures. In photoluminescence (PL) mappings standard deviations of < 1 nm (at $\lambda = 466$ nm mean wavelength) were routinely achieved for the MQW structures without edge exclusion. The wafer to wafer deviation was 0.3 nm. The LED structures exhibited on wafer standard deviations of ~1.1 nm without edge exclusion for the same spectral range. The slightly higher value compared to the MQW structures is attributed to the growth of an AlGaN electron blocking layer which succeeded the MQW stack growth and which might induce slight reorganization of the In-distribution in the quantum wells due to the thermal budget of the structures. In run to run experiments utilizing the same recipe a $\Delta\lambda$ of 0.3 nm was achieved.



Fig. 2: Crius[®] CCS reactor with single 200 mm wafer positioned centrally on the wafer platter.

The Crius® CCS reactor features a dual-plenum showerhead for separate supply of the group-III and group-V precursor species through interdigitated inlets (cf. Fig. 2). Due to its close proximity this gas supply is closely coupled to the growth surface, yielding a very uniform boundary layer with a well controlled growth front. Additionally, a three zone tungsten heater with central, middle and outer zones allows for temperature finetuning in concentric wafer configurations like 1x200 mm.

This temperature tuning using three radial heater zones could be used to optimize the wavelength uniformity, taking the readings from the Argus[®] pyrometry scanner as input. Similar MQW structures as for the Planetary Reactor were used to assess the performance of the Crius[®] tool. Using the optimized temperature profile a wavelength distribution of $\sigma_{\lambda} = 3.3$ nm at $\lambda_{mean} = 512$ nm was achieved on a 200 mm sapphire wafer. The thickness of the layers (dominated by the GaN buffer) was 4.8 μ m with a standard deviation of $\sigma_d = 2.6\%$.

Two MOCVD reactor configurations for high-volume mass production of SSL devices were discussed. Both are based on a common integration concept, thus reducing the amount of spare-parts and reactor maintenance. Both reactors were tested with InGaN MQW structures and the results yielded that both reactors are highly capable of delivering the industry's production needs for solid-state lighting. Further results on the application of in-situ tools and the potential of cost reduction using Si substrates will be presented.

[1] R. Haitz, Plenary Talk held at the Meeting of the "Deutsche Physikalische Gesellschaft", March 2003, Dresden, Germany

ГФЭ МОС ДЛЯ ТВЕРДОТЕЛЬНОГО ОСВЕЩЕНИЯ: ТЕКУЩИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПО УВЕЛИЧЕНИЮ РАЗМЕРА ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ПОДЛОЖЕК

A. Ivanov, L. Pauli, F.Schulte, A. Boyd, O. Schoen, B. Schineller, M. Heuken AIXTRON SE, Kaiserstrasse 98, D-52134 Herzogenrath, Germany : M.Heuken@aixtron.com

ВЫРАЩИВАНИЕ ВЫСОКОКАЧЕСТВЕННЫХ СЛОЕВ AIN МЕТОДОМ МОС-ГИДРИДНОЙ ЭПИТАКСИИ

<u>А.В. Мазалов¹</u>, Д.Р. Сабитов¹, В.А. Курешов¹, А.А. Падалица¹, А.А. Мармалюк^{1,2}, Р.Х. Акчурин² ¹ООО «Сигм Плюс», 117342, г. Москва, ул. Введенского, 3, e-mail: AleksandrMzl@yandex.ru ²МИТХТ им. М.В. Ломоносова, 119571, г. Москва, проспект Вернадского, 86.

Благодаря большой ширине запрещенной зоны ~ 6,2 эВ, высокой теплопроводности, химической и термической стабильности эпитаксиальные слои AlN перспективны для производства высокомощных полевых транзисторов и оптоэлектронных приборов, работающих в ультрафиолетовом диапазоне. Однако получение высококачественных слоев AlN методом MOCгидридной эпитаксии осложняется наличием паразитных реакций между аммиаком (NH₃) и триметилалюминием (TMAI). Они ухудшают структурное совершенство материала и снижают скорость роста. Кроме того, значительное несоответствие параметров решетки слоя AlN и сапфировой подложки существенно снижает качество получаемых структур.

В данной работе была проведена оптимизация режимов выращивания AlN методом MOCгидридной эпитаксии. Рост слоев проводили на установке AIX2400G3-HT на подложках Al_2O_3 (0001). В качестве источников алюминия и азота использовали TMAl и NH₃, соответственно, газомносителем служил водород. Давление в реакторе во всех экспериментах поддерживали в диапазоне 65-100 мбар. Отношение элементов V/III варьировали в пределах от 50 до 2000.

Кристаллическое совершенство эпитаксиальных слоев оценивали измерением ширины рентгеновских кривых качания на полувысоте пика (FWHM), снятых на двухкристальном дифрактометре «Vektor». Морфологию поверхности слоев исследовали на интерферометре некогерентного света NV6200 с определением среднеквадратической шероховатости (rms). «In situ» анализ роста слоев AIN выполнялся при помощи системы «LayTec EpiCurveTT».

Для улучшения кристаллического совершенства AlN были проведены исследования различных режимов роста. Первоначально был реализован подход с использованием низкотемпературного буферного слоя AlN. Суть метода, заключается в аннигиляции дислокаций посредством формирования дислокационных петель на границе между низкотемпературным (T=600°C) и высокотемпературным (T=1200°C) слоями нитрида алюминия [2]. Эксперименты показали, что концепция низкотемпературного буферного слоя в данном случае оказалась неэффективной. Об этом свидетельствуют высокое значения FWHM рентгеновской кривой качания (643 угловых секунды). «In situ» мониторинг показал, что кривизна подложки во время роста слоя AlN в образце с низкотемпературным буферным слоем (образец N1) увеличивалась значительно сильнее, чем в образце с высокотемпературным буферным слоем (рис. 1). Это может привести к растрескиванию подложки при выращивании толстых слоев AlN в результате релаксации упругих напряжений.



Рис. 1. Изменение кривизны подложки во время роста слоя AlN.

Далее был исследован подход с использованием высокотемпературных буферных слоев, выращенных при различных скоростях роста. Образцы N2, N3 и N4 были выращены при одинаковой температуре, равной 1200 °С и отношении V/III равном 50. Путем подбора потоков TMAI и NH₃ и скоростей роста буферных слоев удалось добиться снижения FWHM рентгеновских кривых качания более чем в два раза. Паразитные реакции между NH₃ и TMAI в газовой фазе были минимизированы увеличением скорости потока газа через реактор, что привело к увеличению скорости дога AIN (образец N4) [1]. Как видно из результатов измерений (табл. 1) этот подход привел к существенному улучшению качества кристаллической структуры при незначительном ухудшении морфологии поверхности.

Таблица 1. Результаты измерений FWHM рентгеновских кривых качания и среднеквадратичной шероховатости поверхности слоя AlN.

№ Образца	AlN(002), FWHM, сек	rms, нм	Скорость роста, мкм/час
N1	643	-	0,742
N2	323	0,52	0,496
N3	263	0,62	0,494
N4	137	0,66	0,659

Результаты проведенных экспериментов позволили снизить влияние несоответствия параметров решетки AlN и Al₂O₃ на качество полученных структур. Установленные значения ростовых параметров, позволяют получать слои AlN высокого кристаллического совершенства, с хорошей морфологией поверхности, пригодные для создания приборов на их основе.

[1] S.B. Thapa, C. Kirchner, F.Scholz, G.M. Prinz μ дp. Structural and spectroscopic properties of AlN layers grown by MOVPE. Jornal of Crystal Growth 298 (2007), p. 383-386.

[2] N.Okada, N.Kato, S.Sato, T. Sumii, и др. Growth of high-quality and crack free AlN layers on sapphire substrate by multi-growth mode modification. Jornal of Crystal Growth 298 (2007), p. 349-353.

GROWTH OF HIGH-QUALITY AIN LAYERS BY MOCVD

<u>A.V. Mazalov¹</u>, D.R. Sabitov¹, V.A. Kureshov¹, A.A. Padalitsa¹, A.A. Marmalyuk^{1,2}, R.Kh. Akchurin². ¹Sigm Plus Co., 3 Vvedenskogo Str., 117342 Moscow, Russia.

²Moscow State Academy of Fine Chemical Technology, 86 Vernadskogo Ave., 119571 Moscow, Russia

There has been an increasing interest in high-quality AIN films because of the many important properties of this material, which make it suitable for application in optoelectronic devices, especially in the UV region. In present work the influence of MOCVD parameters on structural perfection of AIN layers have been investigated. Growth was carried out using AIX2400G3HT reactor on c-plane Al₂O₃ substrates under hydrogen ambient. Trimethylaluminum (TMAI) and ammonia (NH₃) were used as precursors. The pressure in the reactor was maintained in a range from 65-100 mbar. The V/III ratio was maintained in a range from 50 to 2200. The structural quality of the epilayers was characterized by (002) X-ray rocking curve measured by means of double-crystal diffractometer «Vektor». The morphology of the epilayers was evaluated by interferometer of incoherent light «NV6200».

The influence of lattice mismatch between AlN and Al_2O_3 on quality of AlN was reduced by using buffer layers. Samples N1 was grown using low-temperature buffer layer (600 °C) with subsequent high-temperature AlN layer at 1200 °C. This method was not so efficient to improve the crystalline quality because AlN samples have broad FWHM. Samples N2, N3 and N4 were grown with high-temperature buffer layer at temperature and V/III ratio equal to 1200 °C and 50 respectively. By means of optimization the growth parameters, such as flow rates of TMAl, NH₃ and grows rates of buffer layers the FWHM of xray rocking curve were decreased. Parasitic reactions between NH₃ and TMAl were minimized by means of increasing the total flow through the reactor. Applying these methods, it was possible to obtain a highquality AlN layers with good root-mean-square roughness of surface.

МОС-ГИДРИДНАЯ ЭПИТАКСИЯ АТОМНО-ГЛАДКИХ СЛОЕВ Al(Ga)N С ВЫСОКОЙ СКОРОСТЬЮ РОСТА В ПЛАНЕТАРНОМ РЕАКТОРЕ

<u>В.В.Лундин</u>*, А.Е.Николаев, А.В. Сахаров, Е.Е. Заварин, П.Н.Брунков, С.И. Трошков, М.М. Рожавская, Д.В. Давыдов, А.Ф. Цацульников

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН Политехническая, 26, 194021, Санкт-Петербург, Россия, * e-mail: lundin.vpegroup@mail.ioffe.ru

Изучена возможность выращивания AIN с высокой скоростью на МОС-гидридной установке AIX2000HT с планетарным реактором емкостью 6 двухдюймовых подложек. Эпитаксия производилась на подложках Al₂O₃ (0001) при давлении 100 mbar и потоке несущего газа (H₂) 34 SLM. Скорость роста измерялась методом оптической *in-situ* рефлектометрии с верификацией по данным растровой электронной микроскопии. Основной ожидавшейся проблемой были паразитные реакции между TMAI и NH₃, ограничивающие максимально достижимые скорости роста AIN [1, 2]. Ранее мы уже сообщали об обнаружении порогового характера зависито ти ескорости роста AIN от потока NH₃ [3]. При потоке 5-200 sccm скорость роста не зависит от него и близка к ожидаемой для роста без потерь. При увеличении потока NH₃ выше 200 sccm происходит резкое снижение скорости роста, означающее появление процесса, приводящего к потерям материала (Puc. 1). При поддержании отношения V/III~1.5 скорость роста лиейно растет с потоком TMA вплоть до 8.6 мкм/час при TMA=700 мкмоль/мин, NH₃=25sccm, что означает отсутствие влияния паразитных реакций на процесс роста. Диапазон был ограничен техническими возможностями установки.

При больших скоростях роста AlN мы наблюдали заметное ухудшение морфологии поверхности. Видимо, в этом случае необходимо существенно увеличить температуру, как описано в [4]. Поэтому дальнейшая оптимизация проводилась для скорости роста 2 мкм/час. При потоке $NH_3=150$ sccm поверхность сформирована остроконечными пирамидами (рис. 2a). Снижение потока NH_3 до 5 sccm приводит к выглаживанию части рельефа, однако на поверхности появляются отдельные крупные плохо ориентированные блоки (рис. 2b). Предположительно это связано с избыточной подвижностью материала на поверхности Al_2O_3 в начале эпитаксиального процесса. Тогда начало процесса при большем потоке NH_3 сего последующим снижением должно совместить достоинство обоих режимов. Действительно, снижение потока NH_3 до 5 sccm поле выращивания части слоя при $NH_3=150$ sccm позволило вырастить относительно гладкие слои AlN (рис. 2c).

Сходные результаты наблюдаются, если вместо снижения потока NH₃ в реактор вводится поток триметилгаллия (Puc.2d). В данных условиях (высокая температура, очень низкое отношение NH₃/H₂) встраивание галлия в слой подавлено, и мольная доля GaN в слое не превышает 3-5%. Фактически, галлий выполняет роль слабо-встраивающегося сурфактанта, увеличивающего подвижность адатомов и, возможно, залечивающего дефекты в слое. Практически полное выглаживание поверхности было достигнуто при сочетании этих режимов с увеличением температуры подложкодержателя (рис. 2e,f). Разработанные методы роста AlN были использованы для выращивания структур для фотокатодов [5] и ряда других приложений.

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 27, РФФИ (проект 10-02-00821) и при диагностической поддержке СЗРЦКП «Материаловедение и диагностика в передовых технологиях».



Fig. 1. AlN growth rate dependence on NH_3 flow under two different TMAI flows (left), on TMAI flow under constant V/III mole flow ratio of 1.5 (right)



Fig. 2. SEM (a-e) and AFM (f) of 1 µm-thick Al(Ga)N layers, grown with 2 µm/h growth rate.

(a) – (d) satellite disks surface temperature is 1045 °C:

(a) $NH_3 = 150$ sccm; (b) $NH_3 = 5$ sccm;

(c) 300 nm was grown with $NH_3 = 150$ sccm, then NH_3 is reduced to 5 sccm,

(d) after 300 nm of AlN layer, grown as (a), 20 μ mole/min of TMGa were switched into the reactor.

(e, f) – Al(Ga)N layer grown as (d) but with satellite disks surface temperature of 1070 $^{\circ}\mathrm{C}$

[1] A.V. Kondratyev, et. al., Journal of Crystal Growth 272 (2004) 420-425

[2] D.G. Zhao, et.al., Journal of Crystal Growth 289 (2006) 72-75

[3] В.В.Лундин и др., ПЖТФ, 2010, том 36, вып. 24, стр. 33-39

[4] N. Fujimoto, et al., Phys. stat. sol. (c) 3, No. 6, 1617–1619 (2006)

[5] В.В. Бакин и др., Тезисы докладов 8-й Всероссийской конференции «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы», С-Петербург, 26-28 мая 2011 года

MOVPE OF ATOMICALLY-FLAT AI(Ga)N LAYERS WITH HIGH GROWTH RATE IN PLANETARY REACTOR

<u>W. V. Lundin</u>, A. E. Nikolaev, A. V. Sakharov, E. E. Zavarin, P.N. Brunkov, S.I. Troshkov, M.M. Rozhavskaya, D.V. Davydov, and A. F. Tsatsulnikov

Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, 194021 Russia e-mail: lundin.vpegroup@mail.ioffe.ru

Possibility of AlN growth AIX2000HT planetary reactor with high growth rate was investigated. Growth was performed on (0001) Al₂O₃ substrates at 100 mbar reactor pressure and 34 SLM H₂ carrier flow.

A threshold-like dependence of AlN growth rate on NH_3 flow was revealed. At low NH_3 flow (5-150 sccm) growth rate is nearly constant and close to the diffusion limit. Increase of NH_3 flow above the threshold value (~200 sccm) results in steep growth rate reduction manifesting development of a processes resulting in material losses. At constant V/III ratio of 1.5-2, AlN growth rate linearly depends on TMA up to 700 umole/min (a system technical limit) resulting in 8.6 um/h growth rate.

It was revealed that for surface morphology planarization AlN growth should be initiated with NH₃ flow of 150 sccm, and after 75-300 nm of growth either NH₃ flow should be reduced to 5-10 sccm or TMGa should be switched into the reactor. The second approach looks to be more fruitful resulting in atomically flat Al(Ga)N layers growth with 2 μ m/h growth rate. At used conditions (high T, low NH₃, high H₂) Ga acts mostly as surfactant, its incorporation is suppressed and GaN mole fraction in AlGaN layers is about 3-5% while TMGa/(TMGa+TMAI) mole flow ratio was about 10-12%.

МИНИМИЗАЦИЯ ПАДЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ С РОСТОМ ТОКА НАКАЧКИ В СИНИХ СВЕТОДИОДАХ НА ОСНОВЕ НИТРИДА ГАЛЛИЯ

<u>Д.А. Закгейм</u>^{1,2}*, А.С. Павлюченко², Д.А. Бауман³, К.А. Булашевич⁴, О.В. Хохлев⁴, С.Ю.Карпов⁴ ¹ФТИ 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; ⁴ ЗАО "Софт-Импакт". Пр. Энгельса, 27, 194156, С.-Петербург;

В недавней работе [1] нами было продемонстрировано, что использование короткопериодной сверхрешетки в качестве активной области синих светодиодов на основе InGaN позволяет существенно увеличить их эффективность при высоких плотностях тока накачки, что чрезвычайно важно с точки зрения широкого спектра применений этих приборов, в том числе для целей общего освещения.

Мы связываем наблюдаемое увеличение оптической эффективности с уменьшением относительной вероятности процессов безызлучательной Оже-рекомбинации, поскольку при одной и той же плотности тока накачки концентрация носителей в активной области светодиодной гетероструктуры с короткопериодной сверхрешеткой оказывается ниже, чем в обычной активной области, состоящей из нескольких квантовых ям, разделенных широкими барьерами. Снижение концентрации происходит благодаря тому, что тонкие барьеры в сверхрешетке прозрачны для туннелирования носителей, и они распределяются по активной области более однородно. В качестве примера на Puc.1 приведено расчетное распределение носителей в обычной активной области (а) и в активной области, представляющей собой короткопериодной структуре дырки весьма неоднородно инжектируются в отдельные квантовые ямы, в результате чего все световое излучение генерируется фактически лишь в одной яме, распределение носителей (в особенности, дырок) по активной области является существенной яме, распределение носителей (в особенности, дырок) по активной области является существенной можетивной области (а).



Рис.1. Расчетные зонные диаграммы и распределения концентраций носителей в обычной гетероструктуре (а) и в гетероструктуре с короткопериодной сверхрешеткой в активной области (b), полученные с помощью модели «квантового потенциала».

В данной работе для подтверждения вышеприведенного полуэмпирического объяснения повышения эффективности при высоких плотностях тока накачки мы произвели детальное численное моделирование работы светодиодных структур с использованием коммерческого пакета SiLENSeTM. Этот пакет позволяет рассчитывать электрооптические характеристики светодиодных гетероструктур в одномерном диффузионно-дрейфовом приближении. Для учёта квантовомеханических эффектов (туннелирование носителей через потенциальные барьеры, окружающие квантовые ямы, проникновение носителей из квантовых ям в барьеры и квантово-размерное ограничение электронов и дырок в узких ямах) при анализе транспорта носителей использовалось приближение «квантового потенциала» в духе подхода, предложенного в работе [2]. Моделирование показало, что туннельная прозрачность барьеров, а также проникновение в них электронов и дырок обеспечивают более однородное распределение плотности носителей и, соответственно, скорости излучательной рекомбинации в активной области светодиодной структуры, выполненной в виде короткопериодной сверхрешетки. Одновременно скорость Ожерекомбинации в такой структуре оказывается подавленной из-за снижения пиковой концентрации электронов и дырок в отдельных ямах (см. Рис.1). Анализ работы светодиодной структуры при высоких плотностях тока позволил исключить существенное влияние утектронов в *p*-область гетероструктуры на эффективность излучения из неё света. Тем самым, фактором, определяющим эффективность светодиода, становится соотношение скоростей излучательной и безизлучательной рекомбинации электронов и дырок, зависящее от конструкции активной области гетероструктуры.

Учёт квантовых поправок позволил получить хорошее согласие теоретических и экспериментальных данных для структур со сверхрешеткой в активной области, а именно: зависимости эффективности электролюминесценции от тока накачки, вольт-амперных и спектральных характеристик.

Использование численного моделирования позволяет оптимизировать такие параметры светодиодной гетероструктуры, как толщины квантовых ям и барьеров, количество квантовых ям в сверхрешетке, уровни легирования *n*- и *p*-слоев и т.п. с целью достижения максимально однородного распределения носителей в активной области, что, в свою очередь, позволяет минимизировать падение эффективности синих светодиодов с ростом тока накачки.

[1] D.A.Zakheim, A.S.Pavluchenko, D.A.Bauman, IWN2010, Sep.19-24, 2010, Tampa, FL, USA [2] R. P. Feynman and H. Kleinert, Phys. Rev. A **34** (1986) 5080.

SUPPRESION OF EFFICIENCY DROOP IN BLUE GaN BASED LIGHT EMITTING DIODES

 <u>D. A. Zakheim^{1,2*}</u>, A. S. Pavluchenko², D. A. Bauman³, K. A. Bulashevich⁴, O. V. Khokhlev⁴, and S. Yu. Karpov⁴
¹Ioffe Physico-Technical Institute, Polytechnicheskaya, 26, 194021, St.-Petersburg, phone. +7(812)2927369, e-mail: mitya@quantum.ioffe.ru;
²Epi-Center, Engels ave., 27, 194156, St.Petersburg,
³Svetlana-Optoelectronics, Engels ave., 27, 194156, St.Petersburg,
⁴STR-Group – Soft-Impact, Ltd., P.O.Box 83, Engels ave., 27, 194156, St.Petersburg

In this work we have focused on experimental and theoretical investigations of efficiency droop reduction in GaN based LEDs with short period supperlattice in the active region. Simulations done with usage of commercial SiLENSe[™] package show that experimentally observed substantial efficiency droop suppression in such devices originates from homogeneous carrier distribution along active region due to the tunneling through thin barriers between quantum wells. This effect leads to decrease in carrier concentration at given pumping thus minimizing the impact of on-radiative Auger-recombination process. The simulations involved allows for optimization of LED active region parameters aiming at enhancement of device optical efficiency at high pumping.

ВЛИЯНИЕ ЛОКАЛИЗАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ И СПЕКТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ НИТРИДНЫХ СВЕТОДИОДОВ

<u>С.Ю. Карпов</u>*, К.А. Булашевич, О.В. Хохлев

ООО «Софт-Импакт», а/я 83, пр. Энгельса 27, 194156 Санкт-Петербург тел. +7 (812) 554 4570, e-mail: sergey.karpov@str-soft.com;

Нетермический спад эффективности светодиодов видимого спектрального диапазона при больших плотностях тока является одной из наиболее острых проблем, сдерживающих развитие этих приборов. Причины наблюдаемого спада до сих пор однозначно не установлены и являются предметом оживлённых дискуссий. В качестве таковых рассматриваются Оже рекомбинация, утечка электронов из активной области в *p*-слои светодиодных структур, насыщение локализованных состояний в InGaN активной области, созданных за счёт флуктуаций её состава или толщины, и различные процессы, связанные с дефектами в материале. В данной работе будет показано, что учёт совместного влияния трёх механизмов – безызлучательной рекомбинации электронов и дырок на дислокациях, проникающих в активную область, Оже рекомбинации носителей и их латеральной локализации в InGaN квантовых ямах – позволяет объяснить наблюдаемое поведение внутренней квантовой эффективности (ВКЭ) нитридных светодиодных гетероструктур в широком интервале изменения плотности протекающего через них тока и температуры (см. Рис.1, где представлены соответствующие экспериментальные данные работы [1]).

Локализации носителей в InGaN квантовых ямах (КЯ) рассматривалась в духе подхода, предложенного в [2] для объяснения изменения спектров излучения нитридных светодиодов с накачкой. Модель предполагает образование хвостов плотности состояний электронов и дырок вблизи краёв зоны проводимости и валентной зоны. Электроны и дырки, локализованные в хвостах плотности состояний, не могут свободно двигаться в латеральном направлении, и поэтому они не участвуют в безызлучательной рекомбинации на дислокациях, в отличие от делокализованных носителей в зоне проводимости и валентной зоне. В результате, темп безызлучательной рекомбинации на дислокациях, в отличие от делокализованных носителей в зоне проводимости и валентной зоне. В результате, темп безызлучательной рекомбинации на дислокациях, которая, в свою очередь, сильно зависит как от температуры, так и от уровня накачки КЯ. Именно локализация носителей и становится ответственной за значительный рост ВКЭ, наблюдаемый в [1] при низких температурах и плотностях тока настолько малых, что Оже рекомбинация в КЯ оказывается несущественной (Рис.1). При высоких плотностях тока (т. е. при высоком уровне накачки) практически все носители становятся делокализованными, что приводит к падению ВКЭ, контролируемому уже скоростью Оже рекомбинации.



Рис.1. ВКЭ светодиодной структуры с одиночной КЯ, излучающей свет с длиной волны 523 нм, в зависимости от плотности протекающего тока при различных температурах. Символы – экспериментальные данные из [1], линии – результаты расчёта по ABC модели, учитывающей локализацию электронов и дырок.

В докладе будут продемонстрированы результаты моделирования ВКЭ светодиодных структур с помощью простой ABC модели (Рис.1) и симулятора SiLENSe [3], учитывающие перечисленные выше критичные механизмы.

Локализация носителей в хвостах плотности состояний влияет не только на ВКЭ светодиодных структур, но также и на спектры их излучения. Во-первых, модифицируется форма спектра излучения (Рис.2а) так, что спад интенсивности на длинноволновом крыле определяется суммарной протяжённостью хвостов плотности состояний электронов и дырок U_r (спад интенсивности на коротковолновом крыле, как и обычно, контролируется температурой носителей). Во-вторых, возникает дополнительный синий сдвиг излучения с накачкой, который оказывается существенно зависящим от соотношения между параметром U_r и тепловой энергией носителей kT (Рис.2b).



Рис.2. Спектры излучения одиночной InGaN КЯ с номинальной длиной волны излучения 450 нм при различных концентрациях носителей (а); сдвиг пиковой длины волны излучения для этой КЯ в зависимости от концентрации носителей, рассчитанный для различных протяжённостей хвостов плотности состояний (b)

В работе обсуждается возможная природа хвостов плотности состояний электронов и дырок в InGaN КЯ. Рассмотрены случаи флуктуаций состава в яме и её толщины и показано, что в каждом из этих случаев возможно образование хвостов плотности состояний, более протяжённых для электронов, чем для дырок. Для каждого из этих случаев рассмотрена связь между протяжённостью хвостов плотности состояний и силой флуктуаций.

Литература

[1] A. Laubsch, M. Sabathil, W. Bergbauer, M. Strassburg, et al., Phys. Stat. Solidi (c) 6, S913 (2009).
[2] М. А. Якобсон, Д. К. Нельсон, О. D. Константинов и Ф. В. Матвеенцев, ФТП **39**, 1459 (2005).
[3] http://www.str-soft.com/products/SiLENSe/

CARIER LOCALIZATION EFFECT ON THE EFFICIENCY AND EMISSION SPECTRA OF III-NITRIDE LIGH-EMITTING DIODES

S.Yu. Karpov*, K.A. Bulashevich, O.V. Khokhlev

STR Group – Soft-Impact, Ltd., P.O.Box 83, 27 Engels ave., 194156 St.-Petersburg phone. +7 (812) 554 4570, e-mail: sergey.karpov@str-soft.com;

Up to now, mechanisms controlling the temperature dependence of internal quantum efficiency (IQE) of III-nitride LEDs and its droop at high current densities are extensively debated. The paper suggests that combination of three mechanisms, (i) non-radiative carrier recombination at threading dislocations (TDs), (ii) Auger recombination, and (iii) carrier localization in InGaN quantum wells (QWs) due to fluctuations of the alloy composition and/or QW thickness, can explain the recently observed IQE variation in a wide range of current densities and temperatures. Effects of carrier localization on the shape of LED emission spectrum and its blue shift with current are also considered.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛАТЕРАЛЬНОГО ТРАНСПОРТА НОСИТЕЛЕЙ И ЭФФЕКТИВНОСТИ СВЕТОДИОДОВ НА ОСНОВЕ КВАНТОВЫХ ЯМ InGan

А.А. Грешнов*, А.Е. Черняков, Н.М. Шмидт

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе. Политехническая ул., 26, 194021, Санкт-Петербург, тел. +7(812)2927367, e-mail: <u>a greshnov@hotmail.com</u>

Падение внешней квантовой эффективности светодиодов на основе квантовых ям In_xGa_{1-x}N/GaN при плотностях тока инжекции $j>10 \text{ A/cm}^2$ является одной из ключевых проблем, осложняющей широкое использование твердотельного энергосберегающего освещения. Единой точки зрения на причины падения эффективности с током до сих пор не выработано, в качестве наиболее вероятных механизмов потерь называется пролет электронов через активную область в p⁺-слой, уменьшение коэффициента инжекции с ростом тока, Оже-рекомбинация, безызлучательная рекомбинация с участием примесей и дефектов, локальные перегревы и встроенные пьезоэлектрические поля [1]. В настоящей работе исследовано влияние на падение эффективности светодиодов латерального транспорта носителей в присутствии случайного потенциала, индуцированного неоднородным распределением In, и безызлучательной рекомбинации в системе протяженных дефектов.

Для расчетов мы использовали "минимальную" квазиклассическую модель, включающую

- 1) Инжекцию электронов и дырок в активный слой
- 2) Динамику носителей в случайном потенциале
- 3) Энергетическую релаксацию носителей
- 4) Излучательную рекомбинацию
- 5) Захват носителей на дефекты и последующую безызлучательную рекомбинацию

Поскольку количественные характеристики рассматриваемых процессов известны лишь приблизительно, а их микроскопический расчет представляет собой весьма трудную задачу, был сделан ряд упрощающих предположений. Прежде всего, для моделируемых образцов генерировался случайный потенциал U(r), представляющий собой суперпозицию плотно разбросанных гауссовских рассеивателей с радиусом Re~80нм и случайной амплитудой в интервале [-U₀,U₀] (рис. 1а). Инжекция носителей осуществлялась согласно распределению Больцмана над потенциалом в точке инжекции, которая выбиралась каждый раз случайным образом. С шагом в 10фс просчитывалась классическая динамика носителей в случайном потенциале и их энергетическая релаксация с участием акустических фононов. Для того чтобы соблюсти фермионную статистику носителей и обеспечить принцип запрета Паули, при моделировании энергетической релаксации использовалась квазиклассическая плотность состояний и преимущественно разрешались те прыжки в энергетическом пространстве, которые восстанавливали ферми-дираковское распределение. При этом, как и для свободных электронов, характерный масштаб прыжка полагался равным $\delta E^{-}(8ms^{2}E)^{1/2}$, где m – эффективная масса (~0.2m₀ для электронов и ~1.2m₀ для дырок), s - скорость звука, E - кинетическая энергия [2]. Для описания излучательной рекомбинации использовалось предположение о том, что если электрон с дыркой подошли на расстояние меньше R₁~10нм, их вероятность высветить фотон в единицу времени составляет W_r~(100пс)⁻¹. Наконец безызлучательная рекомбинация описывалась в предположении, что главным каналом является рекомбинация через протяженные дефекты (дислокации и их скопления) с латеральными размерами порядка 50 нм. Считалось, что при попадании любого из носителей в область дефекта вероятность его захвата в единицу времени W_d~(1nc)⁻¹, а при осуществлении захвата он продолжает находиться на дефекте вплоть до прихода носителя с противоположным зарядом. Моделирование проводилось для участков поверхности образца площадью до 10 мкм² на временах до 100 нс. Внутренняя эффективность рассчитывалась как отношение числа актов излучательной рекомбинации к общему числу рекомбинационных событий.

На рис. 1 представлены результаты моделирования в сравнении с аналогичными экспериментальными данными. Прежде всего, обратим внимание на данные атомно-силовой микроскопии (рис. 1г), демонстрирующие наличие геометрических неоднородностей с латеральными размерами порядка 100нм. Исходя из этого, логично предполагать, что масштабы неоднородностей распределения индия в твердом растворе коррелируют с геометрическим, что и было заложено в модель (рис. 1а). Благодаря учету случайного потенциального рельефа, связанного с неоднородным распределением In, рассчитанные спектры излучения находятся в неплохом согласии с экспериментом (рис. 16,д). Поскольку внутренняя квантовая эффективность светодиода в рамках нашей модели есть отношение тока излучательной (бимолекулярной) рекомбинации к общему току, описание наблюдаемого в эксперименте падения эффективности (рис. 1е) требует

дополнительных предположений о наличии в квантовых ямах активного слоя фоновой концентрации одного из типов носителей, зависимости энергии инжектируемых носителей от тока или заливании флуктуационных ям инжектируемыми носителями. Приведенная на рис. 1(в) зависимость эффективности от амплитуды случайного потенциала показывает, что уменьшение амплитуды потенциала от 100 до 10 meV может приводить к двукратному падению эффективности. Таким образом, учет модификации случайного потенциала инжектируемыми носителями позволяет объяснить падение эффективности светодиодов на основе квантовых ям InGaN.

 Б.Я. Бер, Е.В. Богданова, А.А. Грешнов, А.Л. Закгейм, Д.Ю. Казанцев, А.П. Карташова,
А.С. Павлюченко, А.Е. Черняков, Е.И. Шабунина, Н.М. Шмидт, Е.Б. Якимов. ФТП, 45, 425 (2011).
В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Яссиевич. Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках. - С. Петербург: Издательство ПИЯФ РАН, 1997.



Рис.1. Теоретические (а-в) и экспериментальные (г-е) характеристики светодиодов на основе квантовых ям InGaN. (а) – случайный потенциал, индуцируемый флуктуациями состава In (светлые пятна – потенциальные ямы, темные – холмы, темные и светлые квадратики - инжектированные электроны и дырки, полоска в верхней левой части - дислокационная стенка), (б) – рассчитанный спектр излучения, (в) – зависимость эффективности от амплитуды случайного потенциала U₀, (г) – рельеф атомно-силовой микроскопии, демонстрирующий наличие пространственных неоднородностей, (д) – спектр электролюминесценции, (е) – зависимость внешней квантовой эффективности светодиодов от инжекционного тока.

MODELLING OF THE LATERAL CARRIER TRANSPORT AND EFFICIENCY OF InGaN MQW BASED LEDS

A.A. Greshnov*, A.E. Chernyakov, N.M. Shmidt

A.F. Ioffe Physico-Technical Institute. Polytechnicheskaya, 26, 194021, St Petersburg, phone. +7(812)2927367, e-mail: a greshnov@hotmail.com;

We propose a model for the lateral transport of carriers in the active region of the InGaN blue LEDs which can explain droop of the external quantum efficiency with the injection current. The model includes five necessary types of processes, namely 1) injection 2) carrier motion in the random potential (formed due to In content fluctuations) 3) energy relaxation 4) radiative recombination 5) trapping of carriers into the defect states and consecutive non-radiative recombination. Our numerical results shown at the top row of Fig. 1 are in good agreement with the experimental data shown at the bottom.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ GaN-СВЕТОДИОДОВ И ПРЫЖКОВАЯ ТУННЕЛЬНАЯ ИНЖЕКЦИЯ

<u>Н.И. Бочкарева</u>¹, В.В. Вороненков², Р.И. Горбунов¹, А.С. Зубрилов¹, А.В. Клочков¹, Ф.Е. Латышев³, Ю.С. Леликов¹, Ю.Т. Ребане¹, А.И. Цюк², Ю.Г. Шретер¹*

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН. Политехническая ул., 26,

194021, Санкт-Петербург, +7(921)9606185, *e-mail: <u>shreter@peterlink.ru</u>; ² Санкт-Петербургский государственный политехнический университет.

Политехническая ул., 29, 195251, Санкт-Петербург ³НИИ Физики им. В.А. Фока Физического факультета СПбГУ.

ли Физики им. Б.А. Фока Физического факультета Спог у

Ульяновская ул., 1, 198504, Санкт-Петербург

В связи с быстрым развитием твердотельных источников света, в частности, светодиодных ламп-ретрофитов, и их ожидающегося широкого применения для комнатного освещения, возрастает потребность в светодиодах с все более высокой яркостью и меньшим потреблением энергии.

Коэффициент полезного действия η голубого светодиода, используемого как источник возбуждения люминофора в белых светодиодах, увеличивается с повышением внешней квантовой эффективности η_{ex} и уменьшением рабочего напряжения U до величины, равной энергии излучаемых фотонов hv деленной на единичный заряд q: $\eta = \eta_{ex} \cdot hv / qU$. Теоретический предел рабочего напряжения без учета термической активации равен $U_{\min} = hv/q$. Низковольтные светодиоды с высокой светоотдачей при рабочем напряжении, равном теоретическому пределу, анонсированы в настоящее время некоторыми фирмами. Однако механизм низковольтной инжекции пока недостаточно выяснен. Так, в ряде работ показано, что туннелирование играет ключевую роль в механизмом тока, часто идентифицируемым по малому коэффициенту идеальности, считается надбарьерная термически активированная инжекция.

Цель работы состоит в выяснении механизма туннельной инжекции при низких напряжениях, дающего потенциальную возможность достигнуть близкого к единице коэффициента полезного действия. В работе обращается внимание, что теоретически коэффициент полезного действия в структурах с туннельной инжекцией на 20 % выше, чем в структурах с надбарьерной инжекцией. Реализация структур с туннельной инжекцией при напряжении *p*-*n*-перехода $U_i \approx hv/q$ дает также возможность избежать эффектов уменьшения эффективности с ростом тока, ожерекомбинации и перетекания носителей над квантовой ямой.

В докладе представлены результаты исследований, полученные на коммерческих светодиодах фирмы Nichia с одиночной и множественными квантовыми ямами $Al_{0.2}Ga_{0.8}N/In_{0.2}Ga_{0.8}N/GaN$, излучающими на длине волны 465 нм (2,65 эВ). Как показали измерения вольт-фарадных характеристик, в *n*-GaN слое есть область шириной ~ 120 нм с относительно слабым легированием (7·10¹⁶ см⁻³), граничащая с квантовой ямой. В этой области падает большая часть встроенного и приложенного прямого напряжения. Ток в *p*-*n*-структуре определяется величиной электронного тока через барьер в слаболегированной части *n*-GaN области (рис.1, а).

Исследованы характерные изменения зависимостей тока J, внешней квантовой эффективности η_{ex} и высокочастотной емкости/кондактанса от прямого постоянного напряжения после кратковременного инжекционного отжига. Отжиг увеличивал туннельную прозрачность барьера в слое *n*-GaN и, тем самым позволил исследовать механизм туннельной инжекции. Исследования проводились в области температур 77-300 К.

После инжекционного отжига *J*-*U*-характеристики сдвигаются к меньшим напряжениям при постоянном факторе идеальности, равном n = 1.5 при 300 К. Напряжение включения при 300 К уменьшается от 2.52 до 2.3 В. Наблюдающееся увеличение емкости и кондактанса при прямых смещениях коррелирует с увеличением прямого постоянного тока. На рис. 1,b приведены зависимости нормированной внешней квантовой эффективности от напряжения на *p*-*n*-переходе, измеренные до и после отжига. Как видно из рис. 1,b, после отжига значительно увеличивается эффективность в области малых напряжений U < hv/q = 2.65 В.

Анализ полученных результатов позволяет сделать вывод, что локальные максимумы эффективности GaN-светодиодов находятся в области малых напряжений при $U_{\min} = hv/q$, в силу туннельной инжекции в излучающие состояния хвостов плотности состояний под InGaN квантовой ямой (ток $J_{n\to bt}$ на рис. 1 (a)), в области средних напряжений при $U_{OW} = E_{g,lnGaN}/q$, в силу туннельной инжекции в квантовую яму InGaN/GaN (ток $J_{n\to QW}$) и в области высоких напряжений при $U_{max} = E_{g,GaN}/q$, в силу надбарьерной термоактивированной инжекции в квантовую яму (ток J_T).



Рис.1. Иллюстрация туннельной и термоактивированной инжекции электронов в светодиоде (а); Зависимости внешней квантовой эффективности от напряжения на *p*-*n*-переходе, измеренные до (закрытые кружки) и через месяц (открытые кружки) после инжекционного отжига (J=100 мA, t=3 мин). Указана разность квазиуровней Ферми при напряжениях U_{\min} , U_{QW} , U_{\max} . (b).

Рассматривается эффект понижения инжекционного барьера при туннелировании носителей через барьер. Показано, что для достижения максимальной квантовой эффективности в режиме туннельной инжекции структура светодиода должна характеризоваться малым коэффициентом идеальности вольтамперной характеристики.

Наблюдающаяся корреляция между проводимостью на постоянном и переменном токе указывает на прыжковый механизм туннелирования, характерной чертой которого является увеличение проводимости с частотой. Этот вывод подтверждается подобием температурных зависимостей эффективности и емкости. Показано, что эффект уменьшения эффективности с ростом тока и температурные зависимости эффективности связаны с ограничением туннельной инжекции электронов, контролируемой прыжковой проводимостью через барьер в *n*-области, и туннельной утечкой электронов из квантовой ямы в *p*-область. Обсуждается природа дефектных состояний.

EFFICIENCY OF THE GaN LIGHT-EMITTING DIODES AND HOPPING TUNNELING INJECTION

<u>N.I. Bochkareva¹</u>, V.V. Voronenkov², R.I. Gorbunov¹, A.S. Zubrilov¹, A.V. Klochkov¹, F.E. Latyshev³, Y.S. Lelikov¹, Y.T.Rebane¹, A.I. Tsyuk², Y.G. Shreter^{1*}

¹A.F.Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Polytechnicheskaya st., 26, 194021, St. Petersburg, phone +7 (921) 9606185, *e-mail: shreter@peterlink.ru;

² St.-Petersburg State Polytechnical University, Polytechnicheskaya st., 29, 195251, St. Petersburg ³V.F.Fock Institute of Physics St.Petersburg State University, Ulianovskaya st., 1, 198504, St. Petersburg

After injection annealing of blue GaN light-emitting diodes (LEDs), increases in current, capacitance and efficiency have been found. These findings allow to identifying the mechanism of the tunneling in GaN LEDs as hopping conductivity via deep-defect centers. It is shown that the increase in the hopping conductivity with frequency appears as an increase in the capacitance/conductance. Efficiency droop effect and temperature dependence of efficiency are ascribed to the hopping controlled current into and out of QW. Realization of the tunneling injection in QW has a potential to get LED power efficiency about 20 percent higher compared to LEDs with thermal activated injection over the barrier.

МОДЕЛИРОВАНИЕ И ОПТИМИЗАЦИЯ РАСТЕКАНИЯ ТОКА И ВЫВОДА СВЕТА В III-НИТРИДНЫХ СВЕТОДИОДАХ

С.С. Суслов *, В.Е. Бугров, М.А. Одноблюдов, А.Е. Романов

3AO «Оптоган», Таллиннское шоссе 206, 198205, Санкт-Петербург, Россия, тел. +7(812)326-32-85, *email: <u>sergey.suslov@optogan.com</u>

Для светодиодных чипов, использующих традиционный дизайн с непроводящей подложкой и электрическими контактами, расположенными сверху структуры, управление растеканием электрического тока и оптимизация вывода света являются важными задачами. В таких чипах носители заряда перемещаются на значительные расстояния в горизонтальном направлении. Как следствие, форма и расположение контактов (см. Рис.1) оказывают большое влияние на равномерность растекания тока в активной области, на внутреннюю квантовую эффективность и на общее сопротивление чипа. Поскольку контакты создаются из непрозрачного материала и препятствуют выводу света, задача о растекании тока должна решаться совместно с задачей о выводе света.

В представляемой работе приводятся результаты численного моделирования растекания тока в III-нитридных светодиодных чипах в рамках самосогласованной электричество/тепло/свет задачи. Рассматриваются структуры, выращенные на сапфировой подложке, для которых рассчитаны вольт-амперные характеристики и КПД при варьировании формы и размера контактов (см. Рис. 2). В расчетах использовано собственное программное обеспечение, в котором для численного решения стационарного уравнение переноса заряда применён метод конечных объемов, для количественной оценки вывода света - метод трассировки лучей, а энергия поглощённого света принимается как источник тепла в уравнении теплопереноса.

Расчеты подтверждают, что оптимизация расположения, размеров и формы контактов позволяет предотвратить появление зон перегрева, поверхностных утечек, увеличивает КПД чипа и позволяет получить желаемое распределение плотности тока в активной области. Проведенный анализ показывает, что необходимо находить золотую середину между однородностью тока, общим сопротивление чипа и выводом света. Для хорошо спроектированных контактов можно предсказать повышение КПД более чем на 10%. Таким образом, проведение оптимизации геометрии чипа является необходимым условием создания высококачественных, эффективных и надежных светодиодов.



Рис.1. Пример шаблона контактов светодиода.



Рис.2. Пример зависимости характеристик чипа от длины контакта.

MODELING AND OPTIMIZATION OF ELECTRIC CURRENT SPREADING AND LIGHT EXTRACTION IN III-NITRIDE LEDS

<u>S.S. Suslov</u>*, V.E. Bougrov, M.A. Odnoblyudov, and A.E. Romanov CJSC "Optogan", Tallinskoe shosse 206, 198205, Saint-Petersburg, Russia,

tel. +7(812)326-32-85, *email: sergey.suslov@optogan.com

For conventional III-nitride LED layout one of the important issues is the control of electric current spreading and optimization of the overall light extraction from the chip. In this work we have performed numerical simulations in the framework of combined electrical/thermal/light approach. LED chip based on III-nitride heterostructure grown on a sapphire substrate was investigated. We calculated current-voltage curves and wall-plug efficiency for different sizes and shapes of the chip and contacts. Modeling was performed on the self-developed CAE software based on the Finite Volume Method and the Monte-Carlo ray tracing method.

The simulation results show that optimization of the location, size and shape of the electrodes prevents the surface leakage, hot spots appearing, improves the radiation efficiency, and allows get the desirable uniformity of the electric current density. For the well-designed electrode pattern more than 10% improvement of the wall-plug efficiency can be achieved.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ И ТЕПЛОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МОЩНЫХ InGaN/GaN ИЗЛУЧАЮЩИХ КРИСТАЛЛОВ ФЛИП-ЧИП КОНСТРУКЦИИ

К.А.Булашевич¹, А.Л.Закгейм², С.Ю.Карпов¹, <u>А.Е.Черняков²*</u>

¹STR Group – Soft-Impact Ltd., а/я 89, 194156, Санкт-Петербург, Россия ²Учреждение Российской академии наук Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур РАН, Россия, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая ул. 26, *e-mail: chernyakov@mail.ioffe.ru

За последние годы усилиями ведущих производителей InGaN светодиодов (СД) энергетические параметры приборов были выведены на уровень, приближающийся к теоретическим пределам: рекордные образцы синих СД имеют внешний квантовый выход более 85%, а световая отдача белых СД достигает 249 лм/Вт [1]. Очевидно, что конкурентоспособность в нынешних условиях означает максимальную оптимизацию всех элементов конструкции излучающего кристалла, ответственных за вывод из него излучения, минимизацию электрического и теплового сопротивлений, обеспечение равномерного распределения тока по площади *p-n* перехода и т. д.

В данной работе нами экспериментально и теоретически (с использованием компьютерного моделирования) исследовались электрооптические и тепловые характеристики СД применительно к двум топологиям флип-чип излучающих кристаллов с рабочим током 0.35-1.5 А. Эпитаксиальные InGaN/GaN структуры с множественными квантовыми ямами, разделенными туннельно-прозрачными барьерами (активная область в виде короткопериодной сверхрешетки), выращивались в ЗАО «ЭПИ-Центр» [2]. Постростовые операции формирования излучающих кристаллов МК24 и HK11. Они отличаются. На рис.1 показаны фотографии и схематический разрез кристаллов МК24 и HK11. Они отличаются общей площадью, топологией *n*-контакта и отношением полезной площади (*p*-контакта) к общей площади – 63% и 78%, соответственно.



Рис.1. Фотография (через подложку) кристаллов типа МК24 (а) и НК11 (б): темные области соответствуют расположению *n*-контакта (размеры указаны в миллиметрах); схематический разрез флип-чип кристалла (в).

Основной целью исследования являлся анализ распределения плотности тока и температуры по площади p-n перехода в зависимости от рабочего тока и выяснение влияния этого распределения на выходные характеристики СД с учетом известного эффекта падения квантового выхода с увеличением тока. Картографирование ближнего поля излучения в области собственной эмиссии (450-470 нм) и в ближней ИК-области (2.5-3 мкм) позволило одновременно измерить распределение яркости излучения и температуры кристалла с высоким пространственным разрешением (единицы микрометров). Тепловое сопротивление чипа определялось по релаксации прямого напряжения в ответ на скачкообразное воздействие мощным токовым импульсом (прибор «Thermal tester T3Ster»). Теоретический анализ растекание тока и теплопереноса в кристалле осуществлялся с помощью пакета SpeCLED [3], реализующего гибридный подход [4] к моделированию работы СД. В частности, локальная плотность тока через активную область описывалась формулой Шокли с фактором неидеальности m = 1.5, а внутренний квантовый выход излучения оценивался в рамках АВС-модели со следующими параметрами: временем безызлучательной рекомбинации $\tau = 80$ нс, коэффициентом излучательной рекомбинации $B = 2 \times 10^{-11}$ см³/с, коэффициентом Оже-рекомбинации $C = 1 \times 10^{-30}$ см⁶/с. Интегральное значение квантового выхода находилось затем путем усреднения его значений по площади *p-n* перехода с весом, равным плотности тока.



Рис.2. Экспериментальные и теоретические вольт-амперная характеристика (а) и зависимость внешнего квантового выхода от рабочего тока СД (б).

Сравнение экспериментальных и теоретических зависимостей рабочего напряжения и внешнего квантового выхода излучения от тока для прибора MK24 демонстрирует их хорошее согласие друг с другом (Рис.2). Эффект локализации тока вблизи краёв электродов (Рис.3) приводит к снижению среднего значения внутреннего квантового выхода по сравнению со значением, получаемым в приближении равномерного рапределения плотности тока, примерно на 10%.



Рис. 3. Распределение плотности тока (слева) и внутреннего квантового выхода (справа) по площади кристалла МК24. В силу симметрии показана половина кристалла.

Сравнение полученных экспериментально и теоретически распределений яркости излучения и температуры позволяет независимо оценить процессы растекания тока, выделения тепла и пути его отвода из кристалла. В работе рассматриваются направления оптимизации конструкции СД кристаллов для улучшения однородности растекания в них тока, снижения дифференциального сопротивления прибора и повышения эффективности его излучения.

[1] Y. Narukawa, M. Ichikawa, D. Sanga, and M. Sano, J. Phys. D: Appl. Phys. 43, 354002 (2010)

[2] D.A.Zakheim, A.S.Pavluchenko, and D.A.Bauman.. Phys. Stat. Solidi (c) to be published (2011)

- [3] http://www.str-soft.com/products/SimuLED/
- [4] M.V. Bogdanov, K. A. Bulashevich, O. V. Khokhlev, et al., Phys. Stat. Solidi (c) 7, 2124 (2010)

COMPREHENSIVE THEORETICAL AND EXPERIMENTAL STUDY OF ELECTRO-OPTICAL AND THERMAL CHARACTERISTICS OF InGaN/GaN HIGH-POWER FLIP-CHIP LEDs

K.A.Bulashevich¹, A.L.Zakgeim², S.Yu.Karpov¹, and <u>A.E.Chernyakov^{2*}</u>

¹STR Group – Soft-Impact Ltd., P.O. Box 89, 194156, St.Petersburg, Russia ²Submicron Heterostructures for Microelectronics Research & Engineering Center, RAS, Polytechnicheskaya 26, 194021, St.Petersburg, Russia, *e-mail: chernyakov@mail.ioffe.ru

We report on an experimental and theoretical study of current crowding in large area, high-power flip-chip InGaN-emitters accompanied with local superheating and supernormal efficiency droop. The ways of optimization of chip geometry are discussed.

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В СВЕТОДИОДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

<u>А.С. Павлюченко^{1,2}*,</u> Д.А. Закгейм^{1,2}, А.Е. Черняков³

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН. Политехническая ул. 26, 194021, Санкт-Петербург, тел. +7(812)2927369, e-mail: alexey.pavluchenko@gmail.com;

² ЗАО "ЭПИ-Центр". пр. Энгельса, д.27, 194156, Санкт-Петербург;

³ НТЦ микроэлектроники РАН. Политехническая ул. 26, 194021, Санкт-Петербург

В последние годы достигнуты значительные успехи в увеличении внутренней квантовой эффективности мощных синих светодиодов на основе нитрида галлия. Лучшие образцы коммерческих светодиодов обладают внутренним квантовым выходом близким к единице, что в частности, проявляется в незначительном изменении эффективности таких светодиодов при изменении температуры кристалла. Ранее [1] мы показали, что применение в активной области короткопериодных сверхрешёток InGaN/GaN позволяет снизить падение внешнего квантового выхода с ростом плотности тока накачки. В ходе подбора оптимальных параметров роста был получен набор гетероструктур с различными параметрами толщин и составов слоёв, а также различной итоговой внешней квантовой эффективностью.

В работах [2,3] было показано, что в различных светодиодных структурах изменение температуры приводит к неодинаковому изменению кривой зависимости эффективности от плотности тока накачки. Характер изменения определяется как дизайном структуры, так и качеством материала.



(a)

Рис.1. Относительное изменение внешнего квантового выхода светодиодов при различных значениях температуры. (Максимальное значение эффективности диода без линзы при комнатной температуре а) η=19%, b) η=24.5%)

(b)

В представленной работе приведены результаты исследований зависимостей внешней квантовой эффективности и спектров электролюминесценции от температуры. Измерения проводились на смонтированных на корпус без линзы светодиодных чипах. На Рис 1. представлены зависимости внешнего квантового выхода от плотности тока накачки для светодиодов, изготовленных из гетероструктур с тонкими барьерами в активной области. Видно, что для светодиода с меньшей квантовой эффективностью характерно большее увеличение внешней квантовой эффективностью характерно большее увеличение внешней квантовой эффективностью тонсительного изменения внешней квантовой эффективности при понижении температуры. Показано, что для большого числа эффективности при изменении температуры с исходным значением эффективности.

- Д.А. Закгейм и др., тезисы докладов 7-й Всероссийской конференции «Нитриды галлия, индия и алюминия», Москва, 2010, стр 105
- [2] А.С.Павлюченко, И.В.Рожанский, Д.А.Закгейм, ФТП 43(10), 1391(2009)
- [3] Б. Я. Бер и др. ФТП,45,№3,425-431(2011)

TEMPERATURE DEPENDENCIES OF ELECTROLUMINESCENCE EFFICIENCY IN LIGHT EMITTING HETEROSTRUCTURES

<u>A.S. Pavluchenko</u>^{1/2}*, **D.A.** Zakheim^{1/2}, **A.E.** Chernyakov³ ¹A. F. Ioffe Physico-Technical Institute, RAS, 194021 St. Petersburg, alexey.pavluchenko@gmail.com; ² Joint-Stock Company «Epi-Center». Engelsa pr., 27, 194156, St.Petersburg; ³Submicron Heterostructures for Microelectronics, Research & Engineering Center, RAS, Polytechnicheskaya 26, 194021, St.Petersburg,

Temperature dependencies of electroluminescence external quantum efficiency(EQE) and spectra of blue light-emitting diodes (LEDs) were investigated. It was earlier demonstrated that improving design of heterostructure by introducing thin barriers into an active area of LED can sufficiently reduce efficiency droop. In this work we demonstrate that an improvement in internal efficiency effects on the temperature dependency of EQE.

ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРОВ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СИНИХ СВЕТОДИОДОВ НА ОСНОВЕ КОРОТКОПЕРИОДНЫХ InGaN/Gan РЕШЕТОК

<u>H.М.Шмидт</u>¹, Б.Я. Бер¹, А.Л.Закгейм³, Д.А. Закгейм^{1,2}, Д.Ю. Казанцев¹, А.С. Павлюченко^{1,2}, А.Е. Черняков³

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

тел. +7(911)1671236, e-mail:Natalia.Shmidt@mail.ioffe.ru;

² ЗАО «ЭПИ-ЦЕНТР». Пр. Энгельса, 27, 194156, Санкт-Петербург;

³ НТЦ микроэлектроники РАН. Политехническая ул. 26, 194021, Санкт-Петербург.

При использовании короткопериодных решеток, т.е. InGaN/GaN гетероструктур с узкими барьерами (~ 2-3 нм), допускает туннельное перемещение носителей, что обеспечивает равномерное заполнение ими активной области [1]. Ранее [2-4], применительно к синим светодиодам было показано, что использование узких барьеров, благодаря улучшению локализации активной области в слое объемного заряда, позволяет повысить значения внутренней квантовой эффективности (η) синих InGaN/GaN светодиодов и уменьшить падение η при плотностях тока меньше 50А/см². Причем при комнатной температуре активная область таких светодиодов ведет себя как одна широкая квантовая яма [3].

приведены результаты сравнительных исследований спектров B ланной работе электролюминесценции синих светодиодов на основе короткопериодных InGaN/GaN решеток (толщина барьеров 2-3нм), выращенных в ЗАО «ЭПИ-ЦЕНТР» и светодиодов фирмы Стее ХР-Е со светодиодами ЗАО «ЭПИ-ЦЕНТР», но имеющими традиционный дизайн активной области с шириной барьеров 7нм, а также коммерческих светодиодов с шириной барьеров от 7до 20 нм. Все исследованные светодиоды имели внешнюю квантовую эффективность 35-45% в максимуме и площадь 10⁻² см². Типичные спектры электролюминесценции этих светодиодов при 300К и плотностях тока 1A/см² и 100A/см² приведены на Рис.1. В светодиодах с короткопериодными производителя Рис. 1а.б. решетками. независимо от слвиг максимума спектра электролюминесценции в коротковолновую область с увеличением плотности тока составляет 1нм. В светодиодах с традиционным дизайном активной области с шириной барьеров 7-10нм Рис.1в.г., наблюдается типичный, многократно обсуждавшийся в работах разных авторов, сдвиг в несколько раз больший по величине. Традиционно сдвиг максимума в коротковолновую область с ростом уровня инжекции связывают с экранированием носителями сильных электрических полей, вызванных поляризационными эффектами. Известно, что влияние поляризации можно снизить путем легирования барьеров активной области кремнием, а также использованием подложек сапфира другой ориентации или карбида кремния. В нашем случае светодиоды с короткопериодными решетками были выращены на сапфире (0001) Рис.1а - ЗАО «ЭПИ-ЦЕНТР», и на карбиде кремния Рис16 - Стее. Все светодиоды с традиционным дизайном Рис.1в,г, были выращены на сапфире (0001) и уровень легирования барьеров кремнием был выше, чем в короткопериодных решетках, максимальный уровень легирования наблюдался на светодиодах со спектром, показанном на Рис.1г (коммерческий). Эти же светодиоды имели барьеры шириной 20нм, и на них наблюдался наибольший сдвиг максимума спектра около 10нм. Следует отметить, что ширина спектров на полувысоте для всех исследованных светодиодов, имела близкие значения, типичные для синих светодиодов ~16-20 нм. Известно, что в разупорядоченных твердых растворах In_xGaN_{1-x} этот параметр не несет полной информации о качестве твердого раствора и степени его упорядоченности, а лишь отражает флуктуации толщины и состава по индию твердого раствора. Для x=0.18 возможны флуктуации состава в локальных областях в пределах 0.12-0.24 [5]. Такие области могут иметь размеры от единиц до сотен нанометров. Степень равновесности твердого раствора с толщиной слоя в несколько нанометров плохо поддается экспериментальному контролю. Однако, наблюдаемое более ранее начало электролюминеспенции на светодиодах с традиционным дизайном, при напряжениях смешения на 0.3-0.4 В ниже, чем напряжение, соответствующее энергии фотонов в максимуме спектра электролюминесценции, позволяет предполагать, что флуктуации состава по индию в случае активных областей с узкими и широкими барьерами отличаются. Релаксация твердого раствора происходит по-разному и, в случае широких барьеров, из-за повышенной дефектности низкотемпературного нитрида галлия в этих барьерах, повышается вероятность образования локальных областей твердого раствора, обогащенных индием. Исследования профилей распределения индия в светодиодных структурах методами ионной вторичной масс спектрометрии показали, что диффузия индия происходит на всю ширину барьера. Хорошо известно, что в дефектных областях в силу эффекта Киркендалла может происходить накопление индия в таких областях. Полученные результаты показали, что кроме ранее отмеченных

преимуществ применения короткопериодных решеток в активной области InGaN/GaN светодиодов, открывается также возможность уменьшения разупорядоченности твердого раствора и, как следствие, уменьшение сдвига максимума спектра излучения при больших плотностях тока в коротковолновую область.



Рис. 1. Спектры электролюминесценции светодиодов с короткопериодными InGaN/GaN решетками: а) ЭПИ-Центр ; b) Cree; и с широкими барьерами с) ЭПИ-Центр; d) коммерческие

- [1] Ф.Е.Шуберт «Светодиоды» (перевод под ред. Юновича А.Э., Москва, Физматлит, 2008) 384.
- [2] Н.М. Шмидт и др., Тез. докладов 6-й Всероссийской конф. «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы» (Санкт-Петербург, 18-20 Июня 2008) с. 113.
- [3] A.E. Chernyakov et al., Superlattices and Microstructures 45, 301-307 (2009).
- [4] Б. Я. Бер и др. ФТП, **45**, №3, 425-431(2011)
- [5] P.Ruterana et al., J.Appl. Phys. 91, 8979(2002)

PECULIARITY OF ELECTROLUMINESCENCE SPECTRA OF BLUE LEDS BASED ON InGaN/GaN SUPERLATTICES

<u>N.M.Shmidt</u>¹, B.Y. Ber¹, A.L.Zakheim³, D.A. Zakheim^{1,2}, D.Yu. Kazantsev¹, A.S. Pavlyuchenko^{1,2}, A.E. Chernykov³

¹A. F. Ioffe Physico-Technical Institute, RAS, 194021 St. Petersburg, <u>Natalia.Shmidt@mail.ioffe.ru</u>;
² ZAO «EPY-CENTRE». Av. Engelsa, 27, 194156, St.Petersburg;
³Submicron Heterostructures for Microelectronics, Research & Engineering Center, RAS,

Polytechnicheskaya 26, 194021, St.Petersburg,

Electroluminescence spectra (EL) at $1A/cm^2$ and $100A/cm^2$ of blue LEDs based on InGaN/GaN superlattices (barrier width of 2-3nm) and on conventional MQW with different barrier widths (7-20 nm) have been investigated. The blue shift of ELspectra at $100A/cm^2$ for LEDs based on InGaN/GaN superlattices is several times smaller than one for LEDs with wide barriers. The decrease of the blue shift for superlattice LEds can be related with high degree of ordering of InGaN superlattice solid solution.

ПОДЛОЖКА НИТРИДА АЛЮМИНИЯ ДИАМЕТРОМ 2 ДЮЙМА ДЛЯ ПРИБОРОВ ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ

<u>Ю.Н. Макаров</u>

ООО «Нитридные Кристаллы», пр. Энгельса, 27, 194156, Санкт-Петербург, Тел. +7(812)6032659, e-mail: Yuri.Makarov@semicrys.fi.ru

Главной проблемой создания светоизлучающих структур, с высокими техническими характеристиками в настоящее время остается проблема качества эпитаксиальных структур, которые имеют высокий уровень плотности структурных дефектов. Отсутствие доступных подложек из нитридных материалов многие годы вызывало необходимость использования инородных подложек и определяло развитие технологии Ш-N соединений.

Эпитаксиальные слои, выращенные на сапфировых и SiC подложках, имеют высокую плотность дислокаций, которая катастрофически снижает эффективность приборов. Несоответствие параметров решетки материала нитридной структуры и подложки приводит к высоким плотностям дислокаций, около 10°-10¹⁰/см². Дислокации и дефекты служат основным источником безизлучательной рекомбинации, которая является причиной снижения эффективности и долговечности работы светодиода и приборов на их основе.

Одним из направлений, имеющих целью повышение качества светодиодных структур, является использование низкодефектных подложек нитридов III группы. Низкодефектная подложка нитрида алюминия (AlN) благодаря своим кристаллографическим и физическим свойствам в настоящее время является наиболее эффективным материалом для производства УФ светодиодов

В настоящее время мы развиваем промышленную технологию производства наиболее многообещающих подложек для УФ светодиодов, лазеров, высокочастотных устройств и приборов на акустических волнах.

В ООО «Нитридные Кристаллы» разработана оригинальная технология получения объемных кристаллов и подложек AIN больших диаметров.

Технология включает в себя рост объемных кристаллов методом сублимации и их постростовую обработку- калибровку, резку, шлифовку, полировку, финишную ХМП, отмывку и упаковку готовой продукции.

Сублимационный рост объемных кристаллов коммерчески востребованного AlN 2-х дюймового диаметра представляет собой сложную технологическую задачу. Эта задача не может быть решена прямым масштабированием технологии получения подложек малого диаметра, которая уже используется нами для производства коммерческих подложек диаметром 15 мм.

Основными проблемами, которые возникают в этом случае, является наличие затравочного кристалла AlN большого диаметра, обеспечение достаточного количества источника пара AlN, поддержание постоянных условий во время длительного процесса выращивания больших объемных кристаллов, обеспечения однородного радиального температурного распределения в ростовом процессе и т.д.

В ООО «НК» разработана оригинальная технология получения подложек AlN больших диаметров. Она основана на использовании в качестве исходной затравки подложек SiC, которые в настоящее время могут иметь диаметр до 4 дюймов. Использование SiC подложек высокого кристаллического качества позволяет получать подложки AlN большого диаметра также высокого качества. Уменьшение плотности дислокаций в материале подложки является важным фактором оптимизации рабочих характеристик, полученных на ней светодиодов. Для повышения внутренней квантовой эффективности и деградационной стойкости мощных нитридных светодиодов и лазерных диодов плотность дислокаций не должна превышать 10⁵–10⁶ см⁻².



Рисунок 1. Подложка «micropipe-free» 6H-SiC диаметром 2 дюйма в поляризованном свете

Эти задачи решаются путем использования низко дислокационных подложек, изготовленных из объемных кристаллов SiC. Основными требованиями к качеству SiC подложек для использования их в светодиодных структурах являются низкая плотность микропайпов (в диапазоне 20-60 см⁻²) и дислокаций, отсутствие инородных включений, структурное совершенство.

Наша компания производит собственные низкодефектные SiC подложки диаметром 2 дюйма и 3 дюйма, которые имеют плотность микропайпов менее 30 см⁻² и высокое структурное совершенство (FWHM ~ 30-50 arcsec).

Одной из последних разработок в ООО «Нитридные Кристаллы» является получение кристаллов и подложек качества «micropipe-free» (Рисунок 1.). Исследование дефектов в этих кристаллах методом избирательного травления в расплаве КОН показывает отсутствие дефектов типа микропайпов, плотность дислокаций составляет 1- 4x10³ см². Фотография подложки «micropipe-free» 6H-SiC диаметром 2 дюйма в поляризованном свете показана на рисунке 1.

Использование малодефектных затравок SiC в ростовом процессе AlN позволило получить безблочную, низкодефектную полностью монокристаллическую подложку AlN (рисунок 2.) диаметром 2 дюйма



Рисунок 2. Полностью монокристаллическая подложка нитрида алюминия диаметром 2 дюйма, выращенная сублимационным методом

При производстве полупроводниковых подложек для создания эпитаксиальных структур для электронных и оптоэлектронных устройств обработка поверхности играет очень важную роль. Высокое качество обработки поверхности подложки является необходимым требованием для осаждения эпитаксиальных слоев гетероструктур и способно существенно улучшить качество приборных структур, выращиваемых на этой подложке. При росте эпитаксиальных слоев на шероховатой подложке, отполированной с недостаточной степенью совершенства, слоевой механизм роста сменяется на столбчатый В этом случае образуется дефектная структура с широкими межслойными границами, нарушатся локализация носителей., структура не излучает свет, и, соответственно, не удается получить светодиод УФ диапазона.

Шероховатость поверхности подложки для эпитаксиального наращивания качественных гетероструктур не должна превышать долей нанометра.

Подготовка поверхности эпитаксиального качества возможна только при использовании процесса химико-механической полировки (ХМП), который применяется для прецизионного выравнивания поверхности полупроводниковой подложки. В определенной степени ХМП может улучшить структуру подложки в том числе с ее помощью можно подавлять инверсионные домены в AIN. В ХМП используется совместный эффект физических и химических сил для выравнивания поверхности пластин.

Процесс ХМП широко используется в производстве других подложечных материалов, однако для нитрида алюминия до недавнего времени процесс финишной ХМП, отмывка и упаковка готовой продукции не был освоен до конца в России, эти операции производила по нашему заказу фирма NovaSiC (Франция).

Наши исследования показали, что качество полировки особенно чувствительно к температуре и РН травящей среды. Выбор полирующего травителя является определяющим в данном процессе. До настоящего времени состав полирующего травителя для AIN не был известен. В результате экспериментов основой полирующего состава выбран водный раствор коллоидного кремнезема. Оптимизация состава и условий применения (температура, материал и свойства полирующего полотна) полирующего травителя для финишной XMII позволяют обрабатывать подложку с качеством «ерi-polished» т.е. готовую к эпитаксии гетероструктур.

После окончания процесса полировки производиться многократная промывка подложек в ацетоне и дистиллированной воде в ультразвуковых ваннах. По окончанию финишной промывки в дистиллированной воде подложки высушиваются и упаковываются в специальные контейнеры.

Морфология обработанной поверхности диагностируется при помощи атомно-силовой микроскопии (AFM) высокого разрешения (рисунок 3).

Разработанный нами ХМП процесс полировки подложек позволяет получать полированную поверхность качества «epi-ready»с шероховатостью не более 0,2-0,3 нм. На рисунке 3 показаны результаты АFМанализа центральной части полированной поверхности подложки AIN.



Рисунок 3. AFM изображение поверхности подложки AlN финишной XMП полировки, RMS = 0,294

На собственных подложках нитрида алюминия была выполнена серия процессов методом хлоридно - гидридной эпитаксии (HVPE) по выращиванию структур AlN/AlGaN УФ светодиодов.

Выращенные структуры продемонстрировали наличие УФ излучения. Спектр излучения УФ структуры имеет острый максимум при 369 нм.

Тестовые эпитаксиальные процессы показали, что производимые нами подложки нитрида алюминия диаметром 2 дюйма подходят для создания УФ светодиодов и других приборных структур на нитридах.

В настоящее время продолжается работа по оптимизации ростового процесса HVPE на подложках нитрида алюминия диаметром 2 дюйма по созданию гетероструктур для приборов оптоэлектроники.

ALUMINIUM NITRIDE SUBSTRATES DIAMETER 2 INCHES FOR OPTOELECTRONICS DEVICES

Yu.N. Makarov

"Nitride Crystals Group", Ltd., 27 Engelsa pr., Saint-Petersburg,194156, Russia, +7(812)6032659, e-mail: Yuri.Makarov@semicrys.fi.ru

Today the main problem in manufacturing of high quality light emitting structures is the problem of quality of epitaxial structures, which have high density of structural defects. The epitaxial layers grown on sapphire and silicon carbide (SiC) wafers have high dislocation density, decreasing to a great extent the effectiveness of devices.

One of the ways to increase the quality of LED structures is the use of low defect III-nitride wafers. A low defect aluminum nitride (AIN) wafer, thanks to its crystallographic and physical qualities, is today the most effective material for manufacture of ultraviolet (UV) LEDs. At the moment we develop the industrial technology of the most promising wafers for UV LEDs, lasers, high-frequency devices and SAW devices. Nitride Crystals, Ltd. developed the original technology of AIN bulk crystals and wafers of large diameters. The technology is based on the use of SiC wafers as seeds. These wafers can nowadays have the diameter up to 4 inches. The use of SiC wafers of high crystalline quality allows to get AIN wafers of large diameters and high quality. The technology includes growth of bulk crystals by the sublimation method, their post-growth processing: calibration, cutting, lapping, polishing, CMP, washing and packing.

МЕТОДЫ НАНОТЕХНОЛОГИИ В ФОРМИРОВАНИИ СОВЕРШЕННЫХ ТОЛСТЫХ ПЛЕНОК НИТРИДА ГАЛЛИЯ БОЛЬШОЙ ПЛОЩАДИ

<u>В.И. Николаев¹*</u>, А.Е. Романов¹, А.Е. Черенков¹, Е.В.Калашников², В.Меуег³

 ¹Физико-технический институт. Политехническая ул., 26, 194021, Санкт-Петербург, тел. +7(812)2927157, *e-mail: nikolaev.v@mail.ioffe.ru;
² Ленинградский государственный университет. Петербургское шоссе, 10, 196605, Пушкин, Санкт-Петербург;
³ Am Zehnthof, 9, 44143, Dortmund

Разработка технологий роста объёмных III-нитридных подложек большой площади является одной из ключевых задач для дальнейшего развития и совершенствования электронных и оптоэлектронных приборов на основе нитридных полупроводниковых материалов. Наиболее перспективным при решении этой задачи до сих пор остается HVPE процесс. Вместе с тем, традиционный HVPE рост не позволяет обеспечить высокой однородности и достаточных объемов производства подложечных кристаллов. При выращивании GaN слоев толщиной свыше 100 мкм на гетероподложках возникают значительные механические напряжения, что приводит к образованию трещин в ходе роста кристалла или вследствие последующих операций шлифования, полировки и резки. Наличие напряжений также влияет на сам процесс роста, который протекает в присутствии микро- и макронеоднородностей в материале. Все перечисленное неблагоприятно сказываются и на этапе формирования приборных структур.

В данной работе рассматривается методика наноструктурирования поверхности затравочного слоя для снижения плотности структурных дефектов и механических напряжений в толстых слоях GaN, стимуляция эффективного отделения выращенного кристалла от стартовой подложки по всей площади исходного кристалла. Основные этапы этой методики, которая уже успешно опробована на опыте, представлены на рис.1а. Сапфировая подложка (а) сначала покрывается тонким слоем GaN (b); далее осаждается слой диэлектрика (c), на котором формируется наноузор методом наноимпринта (d). На следующих этапах происходит селективное травление первого слоя GaN до подложки (е) плюс фотохимическое травление границы раздела (f). Наконец, осуществляется процесс выращивания толстого слоя GaN (g) в условиях пониженных механических напряжений изза наличия податливой границы раздела, сформированной в ходе фотохимического травления (h). Важнейшей составляющей данного способа является формирование податливой границы раздела на этапе травления. Наличие пор (рис.1b,), возникших на этапе заращивания, вносит дополнительные степени свободы для снятия механических напряжений на этапе охлаждения всей структуры от ростовой температуры до комнатной. Присутствие ослабленной границы раздела позволяет уменьшить роль ростовых напряжений и управлять процессом отделения GaN пластин от сапфировых подложек.

Полученная с помощью данного метода подложечная пластина HVPE GaN представлена на puc.2a; плотность прорастающих дислокаций в ней менее 5 x 10^6 см⁻², и образец толщиной 350 микрон имеет атомно-гладкую поверхность (puc.2b)



Рис.1. Принципы формирования «гибкого интерфейса» и отделение подложки от исходного кристалла (a); поперечное сечение в окрестности наноструктурированного интерфейса: GaN / Al₂O₃ (b)



Рис.2. Подложка GaN базисной ориентации (a); as-grown поверхность подложки (b)

NANOTECHNOLOGY IN THE FORMATION OF LARGE AREA HIGH QUALITY GALLIUM NITRIDE TEMPLATES

<u>V.I.Nikolaev</u>¹*, A.E.Romanov¹, A.E.Cherenkov¹ E.V.Kalashnikov², B.Meyer³ ¹A.F. loffe Physical Technical Institute. Polytekhnicheskaya, 26, 194021, Saint Petersburg, phone. +7(812)2729157, e-mail:nikolaev.v@mail.ioffe.ru; ² Leningrad State University. Peterburgskoe shosse, 10, code, Pushkin, Saint Petersburg, ³ Am Zehnthof, 9, 44143, Dortmund

Nanostructured relief formation has been used to get a flexible compliant interface between GaN and Al_2O_3 . The method has been applied in accompany with HVPE technique for growth of thick GaN layers. Fabricated structures are useful for stress reduction and final substrate separation. The result is low-defect and mechanical stress-free GaN crystal suitable for the growth of III-nitride heterostructures for LEDs, semiconductor lasers, etc.

МЕХАНИЧЕСКИЕ НАПРЯЖЕНИЯ В ПЛЕНКАХ GaN, ВЫРАЩЕННЫХ НА ПОДЛОЖКАХ С МАСКОЙ

Н.И. Бочкарева¹, <u>В.В. Вороненков²</u>, Р.И. Горбунов¹, А.С. Зубрилов¹, Ф.Е. Латышев³, Ю.С.Леликов¹,Ю.Т. Ребане¹, А.И. Цюк², Ю.Г. Шретер^{1*}

¹ФТИ РАН им. А.Ф.Иоффе, ул. Политехническая, д. 26, 194021, Санкт-Петербург, тел.

+7(921)9606185 * shreter@peterlink.ru;

²СПБГПУ, ул. Политехническая, д.29, 195251, Санкт-Петербург;

³НИИ Физики им. В.А. Фока СПБГУ, ул. Ульяновская, д.1, 198504, Санкт-Петербург

Основным материалом подложек для эпитаксии нитрида галлия является сапфир. Несоответствие постоянных решетки сапфира и GaN приводит к образованию дислокаций, ухудшающих характеристики приборов на основе GaN. Известно, что плотность дислокаций понижается с увеличением толщины пленки GaN [1]. Таким образом, создание технологии роста толстых слоев GaN с низкой плотностью дислокаций позволит улучшить параметры приборов.

Одна из проблем, при получении толстых слоев GaN на сапфире — механические напряжения, возникающие при росте и при последующем охлаждении до комнатной температуры. Наличие напряжений приводит к изгибу подложки и может привести к возникновению трещин. Нами предлагается метод уменьшения напряжений путем использования подложек с мозаичной маской для выращивания несплошной пленки, состоящей из отдельных механически не связанных областей. Напряжения в такой пленке зависят от соотношения латерального размера сплошных областей к толщине пленки. В данной работе исследовалось влияние наличия маски и условий роста на морфологию пленки, величину напряжений и плотность дислокаций.

Серия пленок GaN была выращена в вертикальном многоподложечном HVPE реакторе. В каждом ростовом процессе выращивалась пара пленок — одна на подложке сапфира, другая на подложке сапфира с нанесенной маской SiO₂. Маска представляла собой сетку из полос SiO₂ шириной 50 мкм, ориентированных вдоль кристаллографических направлений GaN <1100> и <1120>, ограничивающих квадратные окна размером 350 на 350 мкм². Всего было выращено 5 пар пленок, толщины которых приведены в таблице:

Процесс	Подложка сапфира		Подложка сапфира с маской	
	Образец	Толщина, мкм	Образец	Толщина, мкм
1	1C	44	1M	52
2	2C	49	2M	62
3	3C	173	3M	181
4	4C	38	4M	43
5	5C	37	5M	42

Перед ростом подложки отжигались в атмосфере аммиака в течение 10 мин. После этого наносился низкотемпературный буферный слой при давлении в реакторе 250 Торр и температуре 800С. Дальнейший рост проходил в две стадии. Ростовые процессы 1, 2 и 3 были проведены при одинаковых параметрах роста и различались только временем роста. В течение первой стадии температура ростовой камеры составляла 1025С, скорость роста — 180 мкм/ч. Затем температура увеличивалась до 1090С и проводилась вторая стадии, составляло 3:1. В ростовом процессе 4 использовались те же параметры, но отношение толщин слоев, выращенных на первой и второй стадии, составляло 3:1. В ростовом процессе 4 использовались те же параметры, но отношение толщин слоев, выращенных на первой и второй стадии, было 1:3. Ростовой процесс 5 отличался от процессов 1-3 температурой первой стадии — 1045С.

Все пленки, выращенные на подложке сапфира, имели гладкую зеркальную поверхность. Пленки, выращенные на подложке сапфира с маской, состояли из квадратных областей с гладкой зеркальной поверхностью, соответствующих окнам в маске. Над полосами SiO₂ эпитаксия была подавлена, и образовались канавки, форма и глубина которых зависела от их кристаллографической ориентации, толщины пленки и параметров роста.

Полосы, идущие вдоль направления <1120>, полностью заросли только в образце 3М, во всех остальных пленках области были разделены. Полосы, идущие вдоль <1100>, в образцах 1-4



Рис.1. Пленки GaN толщиной 40 мкм, выращенные в одном ростовом процессе на подложке сапфира (слева) и на подложке сапфира с маской (справа).

полностью заросли, на их месте наблюдались канавки с V-образным профилем глубиной 20-30 мкм. Повышение температуры роста на первой стадии в процессе 5 позволило избежать полного зарастания маски и предотвратить слияние областей.

Плотность дислокаций, измеренная методом селективного травления, в паре пленок выращенных в процессе 3, составила 2.4(2)х10⁷ см⁻² для пленки выращенной на сапфире, и 2,7(2)х10⁷ см⁻² для пленки выращенной на сапфире с маской. Для травления использовался расплав КОН при температуре 450С.

Профили изгиба всех пленок были измерены вдоль направлений <1100> и <1120>. Кривизна сплошных пленок не зависела от направления. Кривизна несплошных пленок вдоль направления <1120> была такой же как в сплошных пленках, а кривизна вдоль направления <1100> была в 1,5-2 раза меньше, что может быть объяснено наличием не заросшего промежутка над маской в направлении <1120>.

Вероятность возникновения трещин в несплошных пленках была намного ниже, чем в сплошных. На рис. 1 приведены фотографии двух пленок, выращенных в ростовом процессе номер 4. В сплошной пленке образовалась однородная сетка трещин, в то время как в несплошной пленке трещин нет. Меньшая склонность к растрескиванию несплошных пленок может быть объяснена меньшей величиной упругих напряжений. Расчеты напряжений и деформации, проведённые методом конечных элементов, показали, что использованная геометрия несплошной плёнки уменьшает максимальные напряжения на 30%, причем на 80% поверхности пленки напряжения уменьшены более чем в два раза по сравнению со сплошной пленкой той же толщины. Ещё одним фактором, подавляющим трещины, является остановка распространения трещин на границах областей, вследствие чего зародившаяся трещина оказывается заблокированной внутри одной области.

Таким образом, использование подложек с мозаичной маской позволяет предотвратить растрескивание и уменьшить изгиб при росте толстых слоев GaN на сапфире.

[1] R. Vaudo, X. Xu, C. Loria et al. Phys. Stat. Sol(a), 194, 494 (2002).

STRESS REDUCTION IN GaN FILMS GROWN ON PATTERNED SAPPHIRE SUBSTRATES

N.I.Bochkareva¹, <u>V.V.Voronenkov²</u>, R.I.Gorbunov¹, A.S.Zubrilov¹, P.E.Latyshev³, Y.S.Lelikov¹, Y.T.Rebane¹, A.I.Tsyuk², Y.G.Shreter¹.

¹A.F. Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Science Polytechnicheskaya st., 26 194021 St-Petersburg +7(921)9606185 <u>shreter@peterlink.ru;</u>

²St.-Petersburg State Polytechnical University, Polytechnicheskaya st., 29 195251, St. Petersburg ³V.F.Fock Institute of Physics St.-Petersburg State University, Ulianovskaya st., 1,198504, St-Petersburg

A series of thick (40 um - 180 um) GaN films were grown on patterned and bare sapphire substrates. All films had smooth mirror-like surface. Films grown on patterned substrates constituted a set of square-shaped mesas separated by gaps. The morphology of the gaps depends on their direction, film thickness and growth parameters. Stress in such films is significantly reduced as compared to continuous film of the same thickness. That results in decreased bowing and lower susceptibility to fracture in non-continuous films.

ВЛИЯНИЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ НА ОДНОРОДНОСТЬ ТОЛЩИНЫ И МОРФОЛОГИЮ ПОВЕРХНОСТИ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ GaN, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ХЛОРИДНО-ГИДРИДНОЙ ЭПИТАКСИИ

 А.И.Белогорохов¹, А.А.Донсков¹, Л.И.Дьяконов¹, Ю.П.Козлова¹, С.С.Малахов¹, М.В.Меженный², <u>Т.Г.Югова</u>*¹
¹ОАО «ГИРЕДМЕТ», 117019, Москва, Б. Толмачевский пер., д. 5, стр. 1. тел. (495) 981-30-10, е-mail: P_Yugov@ mail.ru
²ИХПМ, Б. Толмачёвский пер., д. 5, стр. 1, 119107

Хлоридно-гидридная эпитаксия (ХГЭ) обеспечивает на сегодня максимальные, до 1 мм/час, скорости роста слоев GaN. На сапфировых подложках удается выращивать монокристаллические слои нитрида галлия толщиной несколько сотен микрон. Для возможного практического применения получаемых структур в большинстве работ слои GaN в ХГЭ выращивают на сапфировых подложках диаметром не менее 50 мм. Уже при таком размере остро встают проблемы однородности слоев по толщине и эффективности использования исходных реагентов.

В используемой схеме с вертикальным реактором подложка располагается перпендикулярно набегающему газовому потоку на вращающемся графитовым пьедестале, закрытым кварцевым стаканом. На торце стакана располагается сапфировая подложка диаметром 50 мм. В верхней части реактора находится источник с Ga. Подложка и источник нагреваются до заданных температур многозонной печью сопротивления. Поток HCl с помощью газа-носителя N₂, проходит по спиральному каналу над поверхностью галлия с образованием монохлорида галлия, который поступает через патрубок в зону смещения. Через кольцевой зазор с помощью N₂ подается аммиак.

экспериментах были определены предварительных vсловия получения монокристаллических слоев GaN со скоростью наращивания ~100 мкм/час, плотностью дислокаций на уровне ~1.10⁷ см⁻² и полушириной пика кривой дифракционного отражения порядка 300 угл.сек: температура Ga - 925 ÷ 970°C, температура подложки - 1060 ÷1080°C; потоки по линии источника Ga: HCl - 1л/час, N₂ - 18 л/час; потоки по линии подачи аммиака: NH₃ - 50 л/час, N₂ - 90 л/час. Расстояние от подающего GaCl патрубка до подложки составляло 30 мм, диаметр патрубка – 30 мм. Однако распределение толщины по диаметру структуры носило куполообразный характер, и толщина слоя на краю структуры получалась примерно вдвое меньше, чем в центре. С целью получения более однородных по толщине слоев было проведено исследование совместного влияния на распределение толщины слоев и морфологию их поверхности двух технологических параметров: расстояния L от патрубка, подающего GaCl, до подложки и потока азота Q, разбавляющего HCl. В процессе исследования меняли расстояния L от патрубка ввода GaCl до подложки от 12 до 60 мм и расхода О газа-носителя азота через источник Ga от 2 до 200 л/час.

Для всех значений L с ростом величины потока Q средняя скорость роста слоя увеличивается, достигает максимума при значениях Q в интервале 40 \div 120 л/час и затем снижается. При увеличении расстояния L от патрубка до подложки положение максимума скорости смещается к большим значениям Q. При Q = 2 л/час скорость монотонно снижается при увеличении расстояния L; при Q = 60 л/час сначала происходит увеличение скорости, а при большом L - ее снижение; при Q = 200 л/час наблюдается монотонное возрастание скорости при увеличении расстояния между источником и подложкой.

Распределение толщины слоя по диаметру подложки также зависит от значений L и Q. При минимальном расстоянии L = 12 мм образование равномерной газовой смеси не происходит, а оттеснение аммиака к периферии подложки при увеличении потока азота Q приводит к уменьшению скорости роста слоя в центре структуры. При увеличении значения L до 30 мм равномерное распределение толщины наблюдается для Q = 2 и 200 л/час, но с одновременным снижением средней скорости роста и увеличением паразитного осаждения GaN на стенках кварцевого патрубка и реактора. Для L = 60 мм рост однородной по толщине, но тонкой пленки, наблюдается только при Q = 2 л/час. С увеличением потока азота неравномерность распределения толщины увеличивается из-за оттеснения аммиака из центральной области подложки.Таким образом, максимальные скорость роста и однородность толщины слоя будет достигаться при среднем расстоянии от источника до подложки и средних скоростях газа-носителя (L = 20 мм и Q = 0 л/час). Именно в этом случае обеспечивается наболее полное перемешивание компонентов с последующей их реакцией и осаждением на поверхности подложки.

Морфология поверхности эпитаксиального слоя обусловлена механизмами зарождения слоя и технологическими параметрами, определяющими скорость эпитаксиального роста и соотношение

содержащих галлий (III группа) и активный азот (V группа) компонентов в газовой фазе. В пределах одной структуры морфология может изменяться из-за радиальной неоднородности этих технологических параметров, что вызвано различной концентрацией и соотношением V/III компонентов у поверхности растущего слоя. Как отмечалось ранее, выбор технологических параметров Q и L существенно влияет на скорость роста и однородность толщины слоев, что должно отразиться и на морфологии поверхности эпитаксиальных слоев. Морфология поверхности центральных областей структур, полученных при минимальных значениях L = 12 мм, слабо меняется при изменении величины потока азота Q. Существенные изменения морфологии слоев происходят при L = 30 и 60 мм.

Анализ данных по морфологии поверхности слоев показывает, что морфология поверхности слоя тесно связана с его толщиной. Так в толстых слоях (\geq 50 мкм), как правило, наблюдается зеркальная морфология с ямами роста, что свидетельствует о том, что зарождение и рост слоя в этих областях происходит в условиях, обеспечивающих оптимальное соотношения активных компонентов V/III и достаточно высокую скорость роста (L = 30, 60 мм, Q = 60 л/час).

При недостатке Ga (опыты с минимальным потоком Q) на поверхности структур наблюдается большое количество пирамид роста. Согласно литературным данным [1] образование таких пирамид происходит на антиструктурных доменах, зарождающихся вблизи поверхности подложки и имеющих разную полярность (Ga или N). В областях структур, которые выросли в условиях недостатка аммиака (эксперименты с максимальным потоком Q = 200 л/час), наблюдается сильно развитый мелкий рельеф поверхности, а также поликристаллический рост слоя. Зарождение таких слоев происходит в виде отдельных зерен, которые при дальнейшем росте не образуют монокристаллического слоя. В этих областях вырастают достаточно высокие (до 40 мкм) отдельные кристаллы, далеко отстоящие друг от друга. Такие области, как правило, наблюдаются по периферии структур.

Полученные результаты объясняются влиянием геометрических факторов и величины несущего потока азота через источник на транспорт галлия и аммиака к поверхности подложки, а, следовательно, на соотношение V/III компонентов в зоне осаждения эпитаксиального слоя GaN. Проведенные эксперименты позволили выбрать технологические параметры, обеспечивающие оптимальное соотношение активных реагентов на всей поверхности подложки, максимальную однородность толщины и зеркальную морфологию слоёв GaN.

INFLUENCE OF TECHNOLOGICAL PARAMETERS ON THICNESS HOMOGENITY AND SURFACE MORPHOLOGY OF Gan EPILAYERS OBTAINED BY HYDRIDE VAPOR PHASE EPITAXY

A.I.Belogoroshov¹, A.A.Donskov¹, L.I.Dyakonov¹, Yu.P.Kozlova¹, S.S.Malachov¹, M.V.Mezhenni², <u>T.G.Yugova¹*</u> ¹Institute of Rare Metals, B. Tolmachevsky 5, 119107, Moscow, phone (495) 981-30-10 *e-mail: P_Yugov@ mail.ru ²ICPM, B. Tolmachevsky 5, 119107, Moscow

Influence of the different technological parameters on the quality of GaN layers (thickness homogeneity and smooth surface) grown by hydride vapor phase epitaxy in vertical reactor have been investigated. In the Ga source line the distance between the GaCl outlet and the sapphire substrate and the flow rate of carrier N_2 have been changed from 10 to 60 mm and from 2 to 200 l/h, respectively. It was shown that both parameters exert the essential influence on the thickness distribution and the surface morphology of GaN layers. The optimal parameter values enable to grow layers with the mirror smooth surface and the thickness homogeneity along the substrate diameter.

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ РОСТ СЛОЕВ GaN МЕТОДОМ ХЛОРИДНОЙ ГАЗОФАЗНОЙ ЭПИТАКСИИ

Ю.В. Жиляев, Н.К. Полетаев, <u>С.Н.Родин*</u>, М.П.Щеглов

ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН. Ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург, тел. +7(812)2927941, *e-mail: s_rodin77@mail.ru.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований по росту GaN методом ХГФЭ при нестандартных температурных условиях. Было установлено, что толстые слои высокого кристаллического качества и с гладкой морфологией поверхности могут быть получены при сниженной температуре источника (Ти) до 600°С, а также при ростовых температурах (Тр) от 950°С. Полуширина кривой качания рентгеновской дифракции слоев находилась на уровне 10 угловых минут, при толщинах до 100 мкм.

Применение пониженных температур источника или ростовой зоны при эпитаксии нитрида галлия методом ХГФЭ вызвано в первую очередь интересом к распространению этого метода на рост твердых растворов нитридов (AlGalnN). Структуры на основе твердых растворов различного состава, полученные таким образом, могут быть конечным продуктом, готовым для непосредственного приборного применения (светодиоды, датчики, силовые электронные приборы), а могут быть частью более сложного комплекса, и служить для решения локальных задач. В частности показана эффективность многослойной структуры (AlN/GaN) для снижения плотности прорастающих дислокаций и напряжений в толстых слоях GaN, выращенных на их основе. Особенный интерес данные исследования представляют в связи с тем, что хлоридная эпитаксия изза высоких скоростей роста позволяет получать объемные слои GaN. Производимые на их основе подложки необходимы, например, для производства голубых полупроводниковых лазеров. Таким образом, данная работа показала как снижение Ти или Тр с одной стороны влияет на качество получаемых слоев, а с другой стороны на скорость роста.

Рост слоев нитрида галлия осуществлялся на стандартной установке ХГФЭ с горизонтальным реактором. При нормальных условиях Ти галлия составляла 850°С, Тр была около 1050°С. Проводилась серия экспериментов с применением Ти меньше стандартной, а также серия, где использовались Тр менее 1050°С.

Таким образом, было установлено, что зеркально-гладкие прозрачные слои GaN с высоким кристаллическим совершенством по полуширине кривой качания рентгеновской дифракции (<10 угловых минут) могут быть получены при понижении ростовых температур до 950°С. Такой же результат наблюдался при сниженной температуре источника Ga вплоть до 600°С. Обнаружено, что скорость роста слоев GaN уменьшается при понижении Tu на 17% на каждые 50°С, таким образом зависимость носит экспоненциальный характер. Определены численные коэффициенты зависимость и и которых следует, что процессы, протекающие в зоне источника, лимитируются механизмом диффузии с характерной энергией активации ~20 кДж/моль. Полученный результат особенно интересен тем, что если бы скорость роста лимитировалась скоростью химической реакции, то она изменилась бы в разы. Значительный интерес представляет обнаруженная зависимость фотолюминесцентных свойств слоев от Tu и Tp. В основном она выражается в увеличении интенсивности донорно-акцепторной полосы по отношению к интенсивности основного пика межзонных переходов при снижении Tu. Это явление связывается нами с изменением соотношения Ga и N в зоне роста, и как следствие, эффективностью образования вакансий и вхождения примесей в растущий слой.

LOW TEMPERATURE GROWTH OF GaN LAYERS BY HVPE

Yu.V. Zhilyaev, N.K. Poletaev, <u>S.N. Rodin</u>*, M.P. Tscheglov Ioffe Institute RAS, Politechnicheskaya st. 26, St.Petersburg phone. +7(812)2927941 *e-mail: s rodin77@mail.ru;

Here are the study of growth of gallium nitride with non-standard temperature conditions. Layers of high crystalline quality and smooth surface morphology were obtained at a reduced temperature source (Ts) to 600°C, also with growth temperature (Tg) of 950°C. FWHM of XRC of GaN-layers was <10 arcmin, the thickness up to 100 microns.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЕ ИСТОЧНИКОВ НА СКОРОСТИ РОСТА СЛОЕВ In_xGa_{1-x} N В ХЛОРИДНОЙ ЭПИТАКСИИ

В.И.Николаев, М.Г.Мынбаева, Н.В.Середова, М.А.Яговкина, А.В.Нащекин, <u>А.Е.Николаев</u>*, А.А.Лебедев Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН

Политехническая, 26, 194021, Санкт-Петербург, Россия,

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

В работе получены и исследованы слои InGaN полученные с помощью различных источников. В качестве источников индия и галлия использовались как металлический индий и галлий, так и хлориды: InCl, InCl₃, GaCl₃. Необходимые хлориды были как коммерческими порошками, так и изготовленными непосредственно в реакторе или во вспомогательном процессе, для чего использовались газообразный HCl и Cl₂.

Слои выращивались в горизонтальном реакторе с резистивным нагревом. [1] Аргон использовался в качестве несущего газа, аммиак в качестве источника элемента III-группы. В качестве подложке использовались темплаты GaN/Al₂O₃. Температура роста изменялась от 550 до 900°C.

Были получены эпитаксиальные слои InN и твердых растворов In_xGa_{1-x} N в диапазоне составов от 0 до 50%. При концентрации индия выше 30% наблюдался развал твердого раствора на несколько фаз. Толщина слоев составляла до 80 микрон. Наибольших скоростей роста (>60 µm/h) удалось достичь при использовании InCl₃.





Рис. 1. Кривая качания (ω ;2 Θ) сканирования слоя In_xGa_{1-x}N с x=0.29.

Рис. 2. РЭМ изображение поперечного скола слоя In_xGa_{1-x}N с x=0.29 и толщиной 17µm.

В результате проведенной работы установлено:

1) Скорость роста InN и InGaN слоев с использованием металлических In и Ga в потоке HCl ничтожно мала.

2) Рост с использованием InCl, промышленного или собственного изготовления, возможен, но только для тонких слоев ввиду низких скоростей роста.

3) Порошок InCl₃ обеспечивает наиболее высокие скорости роста InGaN. Наилучшее кристаллографическое качество и гладкая морфология была получена при ростовой температуре 780-850⁰С. Ростовые скорости при этом находились в диапазоне 0.15-0.25 µm/min.

Основная проблемы роста из InCl₃ порошка - это негомогенный рост из-за постепенного истощения источника In в процессе роста. Наиболее перспективный путь - изготовление InCl₃

непосредственно в реакторе в процессе роста, что возможно при использовании газообразного Cl₂ вместо HCl. [2]

4) Эксперименты в модифицированном для потоков Cl_2 реакторе показали, что скорость роста InN выше чем для InCl сырья, но ниже чем для InCl₃.

Получено прямое доказательство перехода InCl в InCl₃ под действием потока Cl₂.



Рис.3. Скорости роста InN от положения в ростовой зоне при росте из различных источников индия.

Также были исследованы зависимости состава твердых растворов от температуры роста, отношения In/Ga, отношения III/V.

Получены предварительные результаты по росту твердых растворов AlInN методом HVPE.

[1] A.E.Nikolaev et.al., MRS Internet J. Nitride Semicond.Res. 1, 45 (1996).

[2] J.Kikuchi et.al., Jap. J. Appl. Phys. 45 (2006) L1203–L1205

EFFECT OF VARIOUS SOURCES ON In_xGa_{1-x} N GROWTH BY HVPE

V.I.Nikolaev, M.G.Mynbaeva, N.V.Seredova, M.A.Yagovkina, A.B.Naschekin, <u>A.E.Nikolaev</u>*, A.A.Lebedev Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences Polytekhnicheskaya, 26, 194021, Saint Petersburg, Russia

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

InGaN films have been frown by modified HVPE. It was established that the growth rate strongly depends on In precursors. Metallic In, solid and powder of InCl, InCl₃ was used as In source. For the first time for the growth of InGaN was applied Cl_2 gas flow. The maximum growth rate was demonstrated using InCl₃. The InGaN layers with thickness up to 80μ m have been growth. The In composition was ranged from 4 to 50%. Effect of In/Ga ratio, III/N ratio and temperature was studied. AlInN layers was grown by HVPE for the first time.

ІІІ-N КОРОТКО-ПЕРИОДНЫЕ КВАНТОВЫЕ СТРУКТУРЫ ПОЛУЧЕННЫЕ АММИАЧНОЙ МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВОЙ ЭПИТАКСИЕЙ ДЛЯ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ В ДАЛЬНЕМ УФ ДИАПАЗОНЕ

С.А. Никишин

Department of Electrical & Computer Engineering and Nano Tech Center, Texas Tech University, Lubbock, TX, 79409-3102, USA, тел. +1(806)7422402, e-mail: sergey.a.nikishin@ttu.edu

Широкозонные полупроводники на основе нитридов алюминия, галлия и индия, так называемые III-N полупроводники, являются одним из самых переспективных материалов для изготовления инжекционных (основанных на p-n переходе) источников света в диапазоне 200 – 300 нм [1-4]. Сегодня, основным коммерченским методом выращивания основанных на p-n переходах III-N гетероструктур для UV источников света (ИС) является газовая эпитаксия (ГЭ) с использованием металлоорганических источников для элементов III группы (Al, Ga, In) и аммиака как источника азота [5]. Тем не менее, результаты, полученные с использованием молекулярнопучковой эпитаксии (МПЭ) с аммиаком [6, 7] и плазменным источником активного азота [8, 9], позволяют надеется, что этот метод выращивания эпитаксиальных гетероструктур является весьма перспективным для изготовления высокоэффективных источников света в UV диапазоне. Основными преимуществами МПЭ по сравнению с ГЭ при изготовлении основанных на р-п переходе источников UV света на базе III-N полупроводников являются: 1) точная калибровка температуры подложки по температуре скачкообразного изменения структуры поверхности подложки, контролируемая методом дифракции высокоэнергетичных отраженных электронов (RHEED) непосредственно (in situ) во время нагрева подложки, позволяющая воспроизвести процесс роста на установках от разных производителей, 2) in situ контроль механизма роста эпитаксиальной пленки – двумерный (2D) или трех-мерный (3D) – что позволяет модифицировать свойства квантово-размерных структур в разных областях UV ИС, 3) стабильное получение р-типа в III-N материалах (InN не обсуждается в этом докладе) сразу после выращивания – в слоях, полученных ГЭ, требуется дополнительная активация Мg, единственного, на сегодня, акцептора в III-N полупроводниках. Напомню, что МПЭ III-N структур осуществляется при значительно более низких температурах, чем при использовании ГЭ, что существенно снижает количество дефектов в эпитаксиальных слоях, вызванных напряжениями в структурах за счет разницы в коэффициентах термического расширения.

В данной работе мы обсудим основные проблемы получения высокоэффективных UV излучателей основанных на p-n переходах в широкозонных III-N полупроводниках. Будет показано, что использование коротко-периодных структур, выращенных аммиачной МПЭ, основанных на AIN/AIGa(In)N сверхрешетках (КПСР или SPSLs), где толщина барьера не превышает 1,5 нм и толщина ямы составляет 2 – 3 монослоя (0,5 – 0,75 нм), позволяет решить проблему получения высокой концентрации дырок в полупроводниках с шириной запрещенной зоны превышающей 5 эВ (более 250 нм длина волны), создать низкоомные электрические контакты к n – и p – областям излучателя (свето-диода, СД), а также контролировать эффективность излучательной рекомбинации СД путем изменения структуры ямного материала в его активной области. Сравненение эффективности излучательной Рекомбинации в активных областях, полученных с испльзованием аммиачной и плазменной МПЭ будет обсуждено в докладе.

Основные СД структуры были выращены аммиачной МПЭ на разных подложках, но в этом докладе я остановлюсь только на структурах выращенных на (111) Si, (0001) сапфире, на объемных (0001) AlN подложках и на (0001) AlN/sapphire подложках, полученных из TDI Inc., руководимой Владимиром Дмитриевым, ушедшим слишком рано из жизни в начале 2008 года. Мы продолжаем сотрудничество с TDI в росте на так называемых "template substrates" (TS), т.е. на слоях AlN и GaN, выращенных методом хлоридной ГЭ на разных подложках, в основном на (0001) сапфире.

Начальный этап роста СД всегда сопровождается приготовлением любой подложки к росту слоя, поверхность которого будет заканчиваться элементом III-группы, т.к. именно такие структуры показали максимальную внутреннию эффективность излучательной рекомбинации [10]. На Рис. 1 показаны RHEED картины от (111) Si и (0001) объемных AIN подложек после нитрирования (a, c) и выращивания нескольких монослоев AIN (b, d) на этих подложках. Как видно, на подложках кремния двумерная структура AIN слоя достигается достаточно легко, Рис. 1с [11], а на объемном AIN процесс нитридизации не обеспечивает удаление очень тонкого (м.б. даже несплошного) окисла алюминия и, наряду с образованием AIN на поверхности подложки, Рис. 1d [12], мы наблюдаем RHEED рефлексы, относящиеся к упорядоченному Al₂O₃ окислу. Буферный слой из AIN
был использован при росте всех структур описанных в этом докладе. Также, в большинстве структур, после роста AlN проводился рост ~ 100 нм широкозонного AlGaN. Содержание Al в этом слое зависит от того на какой длине волны работает СД.





Рис.1. RHEED фотографии, полученные вдоль азимута [110] от частично нитрированного Si (a) и от выращенного на этой подложке AlN толщиной 2-3 монослоя (b); RHEED от частично нитрированной объемной подложки AlN, где сплошные линии указывают на рефлексы от AlN, а пунктирные линии указывают на рефлексы от кристаллических островков окисла алюминия (c); RHEED эпитаксиального толщиной несколько монослоев AlN, выращенного на AlN подложке (d)

Рост КПСР так же контролировался *in situ* с помощью RHEED. Структурные, оптические и електрические параметры контролировались с помощью рентгеновской спетрометрии (XRD) и просвечивающей электронной микроскопии (TEM), оптическим отражением и катодолюминесценцией, Холловскими измерениями в диапазоне температур от 100 до 360 К, а также измерениями вольт-амперных характеристик на диодных структурах. Фотолюминесцентные измерения с временным разрешением были выполнены на активных слоях, содержащих квантовые точки AlGaN в матрице AlN.

Типичная дифракционная кривая (0002) отражения для высококачественной, содержащей примерно 400 пар, КПСР приведена на Рис. 2a, где на вставке приведена фототография поперечного сечения этого образца, полученная с помощью ТЕМ. Эффективная ширина запрещенной зоны



(a)

Рис.2. Дифракционная 20-ю кривая (0002) отражения типичной КПСР, выращенной на (0001) сапфире с буферными слоями AlN и AlGaN, вставка – ТЕМ для этого образца, период КПСР ~ 2.25 нм (а); Изменение ширины запрещенной зоны КПСР для активной области СД от ее периода, когда толщина ямы из Al_{0.5}Ga_{0.95}N составляет ~ 0.75 нм, левая вставка – это спектр электролюминесценции 280 нм СД при высокой плотности тока ~ 250 A/см², правая вставка – это спектр электролюминесценции СД в диапазоне от 290 до 250 нм (b)

КПСР активного слоя СД легко изменяется с периодом СР, как показано на Рис. 2b. Это обеспечивает получение СД работающих в диапазоне от 290 до 250 нм. Спектры излучения этих СД при малых и больших плотностях тока показаны на вставках к этому рисунку. Максимальная мощность излучения для простой двойной гетероструктуры, содержавшей КПСР с оптической шириной запрещенной зоны ~ 5.2 эВ в п – и р – эмитерах и нелегированную активную область с шириной запрещенной зоны ~ 4.5 эВ, составляла не более 0.2 мВт. Это было вызвано, в основном, двумя факторами – низкой эффективностью излучательной рекомбинации в активной области СД и высоким контактным сопротивлением к р–типу широкозонному AlGaN.

Мы предложили и исследовали два подхода для решения этих проблем: первый основывается на внедрении квази-одномерных структур в ямный материал активной области СД [13], а второй подход предлагает использовать ямный материал КПСР в качестве контактного слоя для широкозонного р-типа эмиттера [14]. Результаты этих подходов были недавно обсуждены для применения в различных типа излучателей и фотоприемниках основанных на III-N материалах [15].

На Рис. За приведена зависимость эквивалентного давления в потоке (ЭДП) аммиака в области подложки во время роста материала ямы. RHEED фотографии показывают динамику изменения механизма роста слоя ямы. Выращивание ямы в смешанном 2D – 3D режиме и барьера в 2D режиме приводит к образованию самоупорядоченных квантовых точек AlGaN в матрице AlN, как это видно на вставке, изображающей TEM поперечное сечение такого образца с тремя ямами, выращенными в этом режиме. Интенсивность люминесценции таких структур примерно на два порядка выше по сравнению со структурами, где ямный материал выращивался в двумерном режиме роста.



(a)

Рис.3. Изменение ЭДП аммиака во временя роста ямного материала активной области излучателя и соотвествующее изменение картины RHEED, приводящие к образованию квантовых точек AlGaN в активном слое (а); температурная зависимость контактного сопротивления p-типа КПСР и "объемного" p-AlGaN и SIMS профили распределения Mg в различных КПСР(b).

На Рис. Зb кратко изложены основные результаты по получению высоколегированных р-типа КПСР с эффективной шириной запрещенной зоны ~ 5 эВ и изготовлению к ним низкоомных оммических контактов. Вставка показывает два типичных SIMS профиля Mg в высококачественной КПСР (1), где концентрация примеси однородна по толщине и элементы III-группы определяют структуру поверхности, и в некачественной КПСР (2), где повышенная концентрация Mg на границе с буферным слоев приводит к смене полярности поверхности слоя (азотом покрытая поверхность). КПСР второго типа всегда имеют значительно большее контактное сопротивление, хотя концентрация дырок может быть сравнима с концентрацией дырок в КПСР первого типа. Температурные зависимости контактного сопротивления для трех КПСР со средней концентрацией AIN ~ 70% и для "объемного" (толщина 300 нм) AIGaN с содержанием AIN таким же, как и в ямах КПСР (~ 3%), приведены для сравнения на Рис. 3b. При комнатной температуре все образцы имеют примерно одинаковое контактное сопротивление. В объемном материале, концентрация носителей существенно зависит от температуры ввиду большой энергии активации Mg. В КПСР эта зависимость существенно более слабая ввиду образования двумерного дырочного газа на границе барьер/яма. Этот эффект делает последние контакты более температурно стабильными.

В заключении, я хотел бы поблагодарить всех моих коллег (их имена перечисленны в цитируемых статьях), внесших огромный вклад в разработку этого метода получения излучающих III-N гетероструктур. Эта работа поддержана несколькими грантами от NSF (ECS-0609416 и ECS-0923013) и U.S. Army CERDEC (W15P7T-07-D-P040).

- G.Kipshidze, V.Kuryatkov, B.Borisov, S.Nikishin, M.Holtz, S.N.G.Chu, and H.Temkin, phys. status solidi a 192, 286 (2002).
- [2] V.Adivarahan, J.Zhang, A.Chitnis, W.Shuai, J.Sun, R.Pachipulusu, M.Shatalov, and M.A.Khan, Jpn. J. Appl. Phys. 41, L435 (2002).
- [3] A.Yasan, R.McClintock, K.Mayers, S.R.Darvish, P.Kung, and M.Razeghi, Appl. Phys. Lett. 81, 801 (2002).
- [4] Y.Taniyasu, M.Kasu, and T.Makimoto, Nature 44, 325 (2006).
- [5] http://www.biouvled.com and http://www.s-et.com.
- [6] G.Kipshidze, V.Kuryatkov, K.Zhu, B.Borisov, M.Holtz, S.Nikishin, and H.Temkin: J. Appl. Phys. 93, 1363 (2003).
- [7] S.A.Nikishin, M.Hotz, and H.Temkin, Jpn. J. Appl. Phys., 44, 7221 (2005).
- [8] V.N.Jmerik, T.V.Shubina, A.M.Mizerov, K.G.Belyaev, A.V.Sakharov, M.V.Zamoryanskaya, A.A.Sitnikova, V.Yu.Davydov, P.S.Kop'ev, E.V.Lutsenko, N.V.Rzheutskii, A.V.Danilchik, G.P.Yablonskii, and S.V.Ivanov, J. Cryst. Growth, **311**, 2080 (2009).
- [9] Y.Liao, C.Thomidis, C.-k.Kao, A.Moldawer, W.Zhang, Y.-c.Chang, A.Yu.Nikiforov, E.Bellotti, and T.D.Moustakas, Phys. Status Solidi RRL, 4, 49 (2010).
- [10] А.Ф.Цацульников, В.В.Лундин, А.В.Сахаров, Е.Е.Заварин, С.О.Усов, А.Е. Николаев, Н.А. Черкашин, Б.Я.Бер, Д.Ю.Казанцев, М.Н.Мизеров, Hee Seok Park, М. Hytch, F. Hue, ФТП, 44, 96 (2010).
- [11] S.A.Nikishin, V.G.Antipov, S.Francoeur, N.N.Faleev, G.A.Seryogin, V.A.Elyukhin, H.Temkin, T.I. Prokofyeva, M.Holtz, A.Konkar, and S.Zollner, Appl. Phys. Lett., 75, 484 (1999).
- [12] S.A.Nikishin, B.A.Borisov, A.Chandolu, V.V.Kuryatkov, H.Temkin, M.Holtz, E.N.Mokhov, Yu.Makarov, and H.Helava, Appl. Phys. Lett., 85, 4355 (2004).
- [13] S.Nikishin, B.Borisov, V.Kuryatkov, D.Song, M.Holtz, G.A.Garrett, W.L.Sarney, A.V.Sampath, H.Shen, and M.Wraback, physica status solidi c, 5, 1852 (2008).
- [14] S.Nikishin, B.Borisov, V.Mansurov, M.Pandikunta, I.Chary, G.Rajanna, A.Bernussi, Yu.Kudryavtsev, R.Asomoza, K.A.Bulashevich, S.Yu.Karpov, S.Sohal, and M.Holtz, Proc.Mat.Res.Soc.Symp., 1202, 1202-110-03 (2010).
- [15] S. Nikishin & M. Holtz, Proc. 10th Int. IEEE Conf. on Nanotechnol., South Korea, 2010, p.31.

III-N SHORT PERIOD QUANTUM STRUCTURES FOR DEEP UV EMITTERS GROWN BY AMMONIA MOLECULAR BEAM EPITAXY

<u>S.A. Nikishin</u>

Department of Electrical & Computer Engineering and Nano Tech Center, Texas Tech University, Lubbock, TX, 79409-3102, USA, phone. +1(806)7422402, e-mail: sergey.a.nikishin@ttu.edu

We have carried out development of short period superlattices (SPSLs) based on AlN/AlGaN for deep UV light emitting diodes (LEDs) using gas source molecular beam epitaxy with ammonia. These SPSLs, with respective well and barrier thickness from 0.5 to 1 nm and from 0.75 to 1.5 nm, have been shown to have energy gaps in the deep UV suitable for LEDs operating down to \sim 250 nm. We describe growth of SLs and extensive studies of their properties relevant to efficiency of radiative recombination using time resolve luminescence measurements. Doping mechanism and contact formation were investigated using temperature varied transmission line measurements to clarify the mechanism of current injection in low resistive Ohmic contacts.

УПРАВЛЕНИЕ МОРФОЛОГИЕЙ ПОВЕРХНОСТИ И СОСТАВОМ СЛОЕВ Al_xGa_{1-x}N(0<x<0.8) ПРИ МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВОЙ ЭПИТАКСИИ С ПЛАЗМЕННОЙ АКТИВАЦИЕЙ АЗОТА

А.М. Мизеров*, В.Н. Жмерик, М.А. Яговкина, С.И. Трошков, П.С. Копьев, С.В. Иванов

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, 194021, Санкт-Петербург, тел. +7(812)2927124, e-mail: mizerov@beam.ioffe.ru

Технология молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией (МПЭ ПА) является одной из основных технологий получения эпитаксиальных слоев AlGaN во всем диапазоне составов [1]. Однако при МПЭ ПА упруго сжатых гетероструктур AlGaN/AlN/c-Al₂O₃ в единичных и азотобогащенных стехиометрических условиях наблюдается неконтролируемый градиент состава AlGaN из-за снижения эффективности встраивания Ga. Кроме того, в этих условиях невозможно получить слои AlGaN с гладкой морфологией поверхности. В данной работе исследуются металлобогащенные условия МПЭ ПА, позволяющие выращивать слои AlGaN с атомарно-гладкой морфологией поверхности. В данной работе исследуются металлобогащенные условия МПЭ ПА, позволяющие выращивать слои AlGaN с атомарно-гладкой морфологией поверхности и обеспечивать равномерное, прецизионно контролируемое распределение содержания Al в гетероструктурах AlGaN/AlN/c-Al₂O₃.

Слои AlGaN с металлической полярностью выращивались на буферных слоях AlN с двумерной морфологией поверхности и толщиной 250-500 нм, которые предварительно формировались также методом МПЭ ПА на нитридизованных сапфировых подложках при температуре T_s =800°С. Слои AlGaN с различной толщиной от 0.05 до 1 мкм выращивались при одинаковых скоростях роста v_g ~0.5 монослой(MC)/с, различных температурах подложки T_s =685-715°С и в широком диапазоне отношений потоков аетомов металлов III группы к потоку активированного азота F_{III}/F_N =1-2.1. Рост контролировался методами лазерной рефлектометрии и дифракции отраженных быстрых электронов. Морфология поверхности слоев AlGaN характеризовалась с помощью растрового электронного и атомно-силового микроскопов (РЭМ и ACM, соответственно). Содержание Al в слоях измерялось методом рентгеновской дифракции (РД).

В первую очередь были экспериментально определены минимальные значения отношения потоков F_{III}/F_N , обеспечивающие переход от трехмерного к двухмерному механизму роста слоев при различных температурах роста T_S =685-715°С. Согласно зависимости, приведенной на рисунке la для этого необходимо существенно увеличивать суммарный поток металлов (за счет увеличения потока Ga) при возрастании содержания Al в слоях. Важно отметить, что полный поток Ga, необходимый для 3D→2D перехода, при постоянной температуре оставался неизменным и составлял F_{Ga} ~0.6 и 0.8 MC/c при температурах T_S =700 и 715°С, соответственно. Таким образом, при увеличении (уменьшении) потока Al значение избыточного потока Ga, необходимого для 3D→2D перехода увеличивалось) на аналогичную величину. Причем в случае T_S =700°С этот избыточный поток Ga практически совпадал с полным потоком Al на поверхность, а при T_S =715°С потребовалось его увеличение, соответствующее разнице потоков тепловой сеответствовала калиброванному потоку активированного азота ($v_g^{max} = F_N$ =0.5 MC/c).

Для определения максимального отношения потоков F_{III}/F_{N_s} обеспечивающего при T_s =700°C рост атомарно-гладких слоев Al_xGa_{1-x}N(0-0.8) толщиной до 1 мкм без образования капельной фазы Ga на поверхности были выращены слои при различных фиксированных для каждого слоя значениях F_{III}/F_N <2.1. Исследования морфологии поверхности слоев Al_xGa_{1-x}N (x=0-0.8), выращенных при значениях отношения потоков F_{III}/F_N ~1.9 (избыточный поток F_{Ga} =0.45MC/c) демонстрировали отсутствие капель Ga на атомарно-гладкой поверхности со значением среднеквадратичного отклонения шероховатости rms<1 нм на площади 1×1 мкм² (рис. 16). Исследованных потоков $x=F_{AI}/F_N$, независимо от их толщины и величины остаточных напряжений. Слои Al_xGa_{1-x}N(x=0-0.8), выращенные при T_s =700°C и F_{III}/F_N >2, имели относительно тладкую морфологию поверхности, но характеризовались наличием капель Ga на поверхности. Отметим, что слои и гетероструктуры AlGaN, выращенные капельном как правило, имели более высокие точки утечки и худшие фотолюминесцентные свойства по сравнению с атомарно-гладких слояи, не имеющими капель Ga на поверхности со значением среднеквадратичного отклонения шероховатости rms<1 нм на площади 1×1 мкм² (рис. 16). Исследования РД показали одинаковое содержание Al в этих слоях, соответствующее задаваемому отношению калиброванных потоков $x=F_{AI}/F_N$, независимо от их толщины и величины остаточных напряжений. Слои Al_xGa_{1-x}N(x=0-0.8), выращенные при T_s =700°C и F_{III}/F_N >2, имели относительно гладкую морфологию поверхности, но характеризовались наличием капель Ga на поверхности.

К эффекту, описываемому диаграммой роста на рис.1а может приводить существенная разница в энергии связи и периоде кристаллической решетки бинарных соединений, составляющих твердый раствор AlGaN, а также различие поверхностных подвижностей адатомов Al и Ga. Данные различия могут вызывать неоднородное латеральное распределение по поверхности роста AlGaN адатомов



Рис.1. *а* – Диаграмма роста слоев Al_xGa_{1-x}N(x=0-0.8)/AlN/c-Al₂O₃ при постоянных F_N ~0.5 MC/с и различных T_S =685-715°C. Линии на диаграмме определяет минимальные значения F_{III}/F_N при которых возможен двумерный рост слоев.*b* – Изображение AФM слоя Al_{0.7}Ga_{0.3}N/AlN/c-Al₂O₃ выращенного при T_S =700°C, F_N ~0.5 MC/с и F_{III}/F_N =1.9.

Ga и Al, а в твердой фазе – энергетически выгодное формирование областей с преимущественными связями Al-N и Ga-N, что будет приводить к трехмерному режиму роста даже в металлобогащенных условиях. При $T_S > 700^{\circ}$ С данная проблема может быть решена за счет увеличения поверхностной подвижности Al путем выравнивания поверхностной концентрации адтомов Al и избыточного Ga, т.е. переходу в сильно металлобогащенные условия роста, что приводит к гомогенизации жидкой и твердой фаз и к планаризации поверхности роста. Насыщение, наблюдавшееся на низкотемпературной ($T_S = 685^{\circ}$ С) зависимости, по-видимому, обусловлено более низкой подвижностью Ga, беспечивающей принудительное перемешивание Al и Ga на поверхности роста при меньших пресыщениях, но вместе с тем и более шероховатую поверхность.

Исследования процессов каплеобразования на поверхности AlGaN при T_s =700°C свидетельствуют, что скорость десорбции Ga с поверхности AlGaN оказывается больше скорости испарения Ga из жидкой фазы при данной температуре. Т.о. при МПЭ ПА AlGaN можно предположить существование дополнительной десорбции Ga, связанной, по-видимому, с воздействием на растущую поверхность высокоэнергетичных частиц активированного азота, энергия которых превосходит энергию связи Ga-Ga в жидкой фазе и может стимулировать десорбцию Ga с поверхности AlGaN. Слои AlGaN, выращенные при T_s =700°C в сильно металлобогащенных условиях на границе капельного режима имеют атомарно-гладкую мофологию поверхности и контролируемое содержание Al, которое определяется соотношением $x=F_{4/}F_N$.

[1] A.M. Mizerov et al., phys. stat. sol. C, 7, 7-8, 2046-2048 (2010).

SURFACE MORPHOLOGY AND COMPOSITION CONTROL OF Al_xGa_{1-x}N LAYERS (0<x<0.8) DURING PLASMA-ASSISTED MOLECULAR BEAM EPITAXY

A.M. Mizerov*, V.N. Jmerik, M.A. Yagovkina, S.I. Troshkov, P.S. Kop'ev and S.V. Ivanov

Ioffe Physico-Technical Institute of RAS, Polytekhnicheskaya, 26, 194021, Saint-Petersburg, phone. +7(812)2927124, e-mail: mizerov@beam.ioffe.ru;

The paper reports on study of the growth kinetics of Ga-face Al_xGa_{1-x}N(x=0-0.8) layers grown on AlN buffer by plasma assisted molecular beam epitaxy (PA MBE). Different substrate temperatures and group III (Al, Ga) to activated nitrogen flux ratios were employed. The growth diagram of AlGaN/AlN/c-Al₂O₃ heterostructures, which determines the conditions for the growth of AlGaN layers with atomically smooth surface morphology in the temperature range T_s =685-715°C has been studied experimentally. It also enables one to control reproducibly the Al content in the AlGaN layers by using a ratio $x=F_{A/}/F_N$ and provides homogeneous distribution of Al along the growth direction.

ВЫРАЩИВАНИЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР AIGaN С ВЫСОКИМ СТРУКТУРНЫМ СОВЕРШЕНСТВОМ НА СПЕЦИАЛИЗИРОВАННОЙ УСТАНОВКЕ МЛЭ

 А.Н. Алексеее¹, Д.М. Красовицкий², <u>С.И. Петров^{1*}</u>, В.П. Чалый²
 ¹ ЗАО «НТО», пр. Энгельса, 27, 194156, Санкт-Петербург, тел. +7(812)6330596, *e-mail: petrov@semiteq.ru;
 ² ЗАО «Светлана- РОСТ», пр. Энгельса, 27, 194156, Санкт-Петербург;

ЗАО «НТО» (SemiTEq JSC) является лидирующим российским производителем установок молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) для выращивания материалов в системах InAlGaN, InAlGaAs, широкозонных соединений A²B⁶ и других. В данной работе представлены результаты выращивания в ЗАО «Светлана-Рост» нитридных гетероструктур на подложках сапфира (0001) и полуизолирующего карбида кремния на отечественной специализированной установке молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) нитридов третей группы STE3N3 (ЗАО «НТО»). Уникальными особенностями данной установки является расширенный диапазон температур подложки (до 1200°С) и отношений V/III. На основе полевые транзисторы с рекордными на сегодняшний день для России параметрами.

При выращивании материалов III-N существует ряд проблем, основной из которых является отсутствие дешевых и согласованных по параметру решетки подложек. Гетероэпитаксия нитридов на рассогласованных подложках, несмотря на применение специальных процедур на начальных стадиях роста, приводит к достаточно высокой плотности дислокаций, что усложняет задачу получения приборных гетероструктур. В настоящей работе было проведено выращивание разработанной в ЗАО «Светлана-Рост» многослойной нитридной гетероструктуры (МГС). Выращивание на начальной стадии роста «толстых» (более 200 нм) слоев AlN при экстремально высокой для МЛЭ температуре (1100-1150 0 С), а затем выращивание переходных областей между слоями разного состава (включая сверхрешетки) привело к улучшению свойств всей МГС AlN/AlGaN/GaN и слоя GaN в частности. Плотность дислокаций в GaN была понижена на 1,5-2 порядка по сравнению с выращивание на традиционном зародышевом слое AlN. Уменьшение плотности дислокаций привело к значительному увеличению подвижности электронов в слах GaN. Максимальная подвижность электронов в слаболегированном GaN толщиной 1,5 мкм составляет 600-650 см²/B с при концентрации 3-5 10¹⁶ см⁻³, что находится в числе лучших значений, достигнутых в мире на сегодняшний день, и свидетельствует о высоком кристаллическом совершенстве материала (рис. 1).



Рис. 1. Зависимость подвижности электронов от их концентрации в слое GaN, полученная в ведущих мировых группах (круг – метод МОГФЭ [1], треугольник – метод МЛЭ [2]) и на установке серии STE3N3 с использованием многослойного буферного слоя AlN/AlGaN/GaN (звездочки), а также теоретические зависимости подвижности электронов в GaN при различной плотности дислокаций [3].

Модификация конструкции и содержания алюминия в верхнем барьерном слое AlGaN в MГC AlN/AlGaN/GaN/AlGaN для мощного полевого транзистора позволили изменять подвижность электронов и слоевую концентрацию в двумерном электронном газе, образованном на верхней гетерогранице GaN/AlGaN, в диапазоне 1300-1700 см²/В с и 1.0-1.810¹³ см⁻², соответственно. Это позволило контролируемо изменять слоевое сопротивление в диапазоне 230-400 Ом/ед. пл. Подобные значения электрофизических параметров двумерного электронного газа соответствуют современному мировому уровню и являются рекордными для России. Шероховатость поверхности полученных гетероструктур также соответствует лучшим значениям для нитридных слоев, выращенных методом МЛЭ на сапфире (rms 1-2 нм).

На разработанных конструкциях гетероструктур были реализованы тестовые транзисторы с длиной затвора 0,5 мкм, демонстрирующие статические параметры мирового уровня (ток сток-исток 1 А/мм, крутизна 200 мС/мм, пробивные напряжения более 150 В) и малосигнальные *s*-параметры (f, до 20 ГГц, f_{max} до 55 ГГц), подтверждающие перспективность использования данных гетероструктур для элементной базы X-диапазона. На гетероструктурах, выращенных на подложках карбида кремния 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%. Кроме того, были получены усилители мощности С-диапазона с выходной мощностью 10 Вт. Транзисторы продемонстрировали долговременную стабильность параметров в течение более 3500 часов при температуре 85°С.

Работа проводилась в рамках ГК №02.523.11.3019 при поддержке Министерства Образования и Науки РФ.

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

[2] James B. Webb, H. Tang, J.A. Bardwell, S. Moisa, C. Peters, T. MacElwee, Journal of Crystal Growth 230, 584 (2001).

[3] H. M. Ng, D. Doppalapudi, T. D. Moustakas, N. G. Weimann, and L. F. Eastman, Appl. Phys. Lett., 73, 821 (1998)

GROWTH OF HIGH QUALITY ALGAN HETEROSRUCTURES USING SPECIALIZED MBE SYSTEM

A.N. Alexeev¹, D.M. Krasovitsky², <u>S.I. Petrov^{1*}</u>, V.P. Chaly²

¹SemiTEq JSC, Engels av., 27, 194156 St.Petersburg, phone. +7(812)6330596, *e-mail: petrov@semiteq.ru; ²Svetlana-Rost JSC, Engels av., 27, 194156 St.Petersburg,

The results of growing "thick" (> 200 nm) high temperature AlN layers on sapphire and SiC at 1100-1150^oC following by appropriate sequence of transition AlGaN layers resulting in high quality final GaN layer using STE3N3 MBE System are presented. GaN dislocation density is reduced to 1.5-2 order of magnitude in comparison with growth on the traditional thin AlN nucleation layer. Maximum electron mobility in low silicon doped 1.5 mkm thick GaN layer is in the range 600-650 cm²/V's with carrier concentrations 3-5^{-10¹⁶} cm⁻³. The result of use the STE3N3 in production of power microwave DHFET heterostructures are also shown.

ЭФФЕКТИВНАЯ ИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ В УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ/; ОБЛАСТИ СПЕКТРА В AIGaN СЛОЯХ И ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ, ВЫРАЩЕННЫХ МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВОЙ ЭПИТАКСИЕЙ С ПЛАЗМЕННОЙ АКТИВАЦИЕЙ

<u>В.Н. Жмерик</u>^{*1}, А.М. Мизеров¹, Д.В. Нечаев¹, А.А. Торопов¹, Е.А. Шевченко¹, А.А. Ситникова¹, П.С. Копьев¹, Е.В. Луценко², Н.В. Ржеуцкий², С.В. Русинов², Г.П. Яблонский², С.В. Иванов¹

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, 194021 Санкт-Петербург, Институт общей физики им.Б.Я.Степанова, пр.Независимости, 68, 220072, Минск, Белоруссия

*тел. +7(812)2927124, e-mail: jmerik@pls.ioffe.ru

Для достижения высокой эффективности люминесценции в слоях AlGaN и гетероструктурах (ГС) на их основе, изготовленных методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией (МПЭ ПА), необходимо добиться ограничения распространения прорастающих дислокаций (ПД) в направлении роста, а также определить условия формирования квантовых ям (КЯ), обеспечивающих локализацию неравновесных носителей в активных областях светодиодных и лазерных структур. Нами рассматриваются подходы к решению этих задач с помощью специально разработанных технологий буферных слоев AlN/AlGaN/GaN с переменной морфологией и выбора стехиометрических условий МПЭ ПА роста слоев AlGaN с высоким содержанием Al и ГС с КЯ Al_xGa_{1-x}N/Al_yGa_{1-x}N на их основе.

Слои AlGaN и ГС с КЯ выращивались на подложках с-Al₂O₃ с помощью установки МПЭ ПА Compact 21T. Рост образцов с типичной скоростью ~0.5 мкм/ч проводился при значениях температуры подложки T_S =800°С и 700°С для AlN и AlGaN слоев, соответственно. Стехиометрические условия, определявшиеся отношением суммарного потока атомов III группы к потоку активированного азота F_{III}/F_N , варьировались в пределах от 0.6 до 2.1. Для формирования одиночных или множественных КЯ использовался метод субмонослойной дискретной эпитаксии, при которой каждая яма представляла собой сверхрешетку (CP) AlGaN/GaN общей толщиной, варьировавшейся от 1.5 до 9 нм за счет изменения количества периодов с субмонослойными вставками GaN, и имела постоянный средний состав. Рост контролировался лазерной рефлектометрией и методом дифракции отраженных быстрых электронов (ДОБЭ), с помощью которого проводилась количественная оценка релаксации упругих напряжений в ГС. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) и возбуждения ФЛ (ВФЛ) образцов исследовались при возбуждении гармониками Nd-YAG лазера, а также с использованием излучения Xе-лампы, пропущенного через монохроматор. Образцы исследовались с помощью растрового и просвечивающего электронных микроскопов (РЭМ и ПЭМ, соответственно), а также атомно-силового микроскопа.

Рисунок 1 демонстрирует ПЭМ-изображение ГС Al₃Ga_{1-x}N (x=1-0.6), на котором отчетливо видно постепенное снижение плотности ПД (до ~10⁹-10¹⁰ см⁻² на расстоянии 1.5 мкм от подложки) по мере роста слоев в переменных условиях - от зародышевого низкотемпературного слоя AIN к высокотемпературному слою AIN с переменной (3D-2D) морфологией и CP AlGaN/AIN с периодом 10 нм и средним содержанием Al 90 мол.%. Анализ изображения ПЭМ показывает, что в данной структуре релаксация упругих напряжений происходит, в том числе, и через отклонение ПД от направления роста (0001), что приводит к их слиянию и аннигиляции. Непрерывный мониторинг изменения а - постоянной кристаллической решетки слоев ГС, проводившийся методом ДОБЭ, продемонстрировал сложную кинетику изменения упругих напряжений в структуре с характерными толщинами релаксации упругих напряжений слоев и CP порядка нескольких сотен нанометров.

В работе определялись оптимальные стехиометрические условия МПЭ ПА слоев и ГС с КЯ с точки зрения обеспечения максимально возможной эффективности излучательной рекомбинации. Для каждой ростовой температуры слоев $Al_xGa_{1-x}N$ были установлены условия, соответствующие переходу от 3D к 2D морфологии поверхности при повышении потока Ga - $F_{III}/F_N=1.2-2.0$ с ростом состава в диапазоне x=0-0.8 при $T_s=700^{\circ}$ С. В этих условиях наблюдался рост слоев с атомарногладкой и свободной от микрокапель галлия поверхностью (со средней шероховатостью <1 нм на 1 мкм²). Спектры ФЛ этих слоев характеризовались наличием одиночных пиков ФЛ с относительно низкой интенсивностью в спектральном диапазоне до 260 нм. Структуры с КЯ, выращенные на таких буферных слоях имели существенно более высокую интенсивность ФЛ. Их спектр содержал как высокоэнергетичную полосу, связанную с излучением из барьерного слоя, так и низкоэнергетичные полосы ФЛ (искаженные интерференцией), которые связаны с излучением из КЯ (рис. 2, сверху). Именно в этом диапазоне длин волн ($\lambda=303$ нм) в данной структуре с множественными КЯ наблюдалось стимулированное излучение при оптической накачке.



Рис. 1. ПЭМ-изображение поперечного сечения ГС $Al_{0.8}Ga_{0.2}N/Al_{0.7}Ga_{0.3}N/SL {AlGaN/AlN}/ AlN/c-Al_2O_3$, демонстрирующее снижение плотности ПД в направлении роста (0001).



Рис. 2. Низкотемпературные (12К) спектры ФЛ и возбуждения ФЛ структуры с МКЯ 3×Al_{0.39}Ga_{0.61}N/Al_{0.49}Ga_{0.51}N (наверху) и слоя Al_{0.3}Ga_{0.7}N (внизу) с 3D-морфологией, выращенного в азот-обогащенных условиях.

Отклонение стехиометрии роста в сторону Ga-обогащенных условий хотя и приводило к еще большему выглаживанию поверхности, но сопровождалось формированием на поверхности слоев микрокапель Ga плотностью ~10⁵ см⁻² и резким снижением интенсивности ФЛ, что, по-видимому, связано с низкой плотностью центров локализации в таких слоях и эффективным транспортом носителей к дефектам (ПД). Другая ситуация реализовывалась при смещении условий роста в сторону пресыщения азотом - слои AlGaN, выращенные в этом режиме характеризовались относительно интенсивной ФЛ с одиночным пиком (рис. 2, внизу). Увеличение Стоксова сдвига при росте содержания Al в слоях (до ~500 мэВ для х=0.8) свидетельствовало о формировании в слоях центров локализации носителей, обусловленных, по-видимому, флуктуациями состава твердого раствора. Структуры с КЯ, выращенные в этих условиях, также демонстрировали интенсивную ФЛ, однако спектр излучения состоял из нескольких пиков, что, вероятно, также связано с формированием областей различного состава. В данных структурах стимулированное излучение не наблюдалось, однако анализ зависимостей положения пиков ФЛ от ширины КЯ свидетельствовал о снижении влияния пьезоэлектрической и спонтанной поляризации на эффективность излучательной рекомбинации, что чрезвычайно важно для использования в светодиодах.

Таким образом, в работе демонстрируются возможности МПЭ ПА по снижению плотности ПД (до ~10° cm⁻²) в активной области структур за счет применения буферных слоев переменной морфологии и состава. Установлены оптимальные стехиометрические условия для роста слоев Al_sGa_{1-x}N (азот-обогащенные) и структур с КЯ (с отношением потоков $F_{III}/F_N=1.2-2$ при x=0-0.8 и $T_s=700^{\circ}$ С), обеспечивающие повышение эффективности излучательной рекомбинации.

EFFICIENT RADIATIVE RECOMBINATION IN UV SPECTRAL RANGE IN AIGaN LAYERS AND HETEROSTRUCTURES GROWN BY MOLECULAR BEAM EPITAXY

<u>V.N. Jmerik</u>^{*1}, A.M. Mizerov¹, D.V. Nechaev¹, A.A. Toropov¹, E.A. Shevchenko¹, A.A. Sitnikova¹,
 <u>P.S. Kop'ev¹, E.V. Lutsenko², N.V. Rzheutskii², S.V. Rusinov², G.P. Yablonskii², S.V. Ivanov¹
 ¹Ioffe Physical-Technical Institute of RAS, Polytechnicheskaya st., 26, 194021, St. Petersburg,
 ²Stepanov Institute of Physics of NAS Belarus, Independence Ave. 68., Minsk 220072, Belarus phone. +7(812)2927124, e-mail: jmerik@pls.ioffe.ru
</u>

The paper demonstrates the possibility of PA MBE to reduce the density of TD (down to 10^{9} cm⁻²) in the active region of the of AlGaN-based quantum well (QW) heterostructures by using a special design of the buffer layers with variable morphology and composition. The PA MBE stoichiometric conditions necessary for growing Al_xGa_{1-x}N layers and QW structures with different width of spectrum of non-equilibrium carrier localization centers have been found, which provide more efficient radiative recombination in both lasers and spontaneous emitters in the UV range with a wavelength of ~300 nm.

HIGH POWER UV LED LIGHT SOURCES AND THEIR APPLICATIONS

<u>M. Shatalov</u>^{*}, Y. Bilenko, J. Yang, and R. Gaska

Sensor Electronic Technology, Inc., 1195 Atlas Rd., Columbia, SC, 29209 USA

*e-mail: shatalov@s-et.com

Semiconductor ultraviolet (UV) light sources based on III-nitride deep ultraviolet (DUV) light emitting diodes (LEDs) offer great advantages in size, weight, modulation speed, and control of operation wavelength compared to mercury vapor lamps and/or gas and solid state lasers. Depending on the emission wavelength, applications vary from spot UV curing and skin treatment to disinfection and optical detection of hazardous biological agents. Recent progress in the development of high power DUV LED chips and lamps has enabled rapid commercialization of various DUV LED based systems. In this paper, we review current performance of single chip LED devices and DUV LED lamps, including novel high efficiency LED structure designs and deep UV reflecting p-contact metallization scheme.

The LED structures were grown on basal-plane sapphire substrates using a custom-designed vertical metalorganic chemical vapor deposition (MOCVD) system providing a combination of MOCVD and proprietary MEMOCVD[®] processes [1,2]. A narrow quantum well structure [3] maximized the internal quantum efficiency of emission in the highly strained AlGaN multiple quantum well structure. For high power applications, large area chips with the junction area of up to 1 mm² were fabricated to provide low voltage and low thermal impedance operation in high current range (see Figure 1). For CW testing, the large chip devices were flip-chip mounted on customized TO-3 packages with built-in heatsinks and attached to external coolers.



Fig. 1. Large area DUV LED chip bonded on TO-3 package.

As shown in Figure 2(a), in CW operation the output power of 1 mm2 single chip devices was measured to be as high as 100 mW at 2.75 A. The spectral power distribution at 50 mA, included in the inset to Figure 2(a), demonstrates single emission line centered at 275 nm. The red shift of the peak emission with CW current due to the junction heating was measured to be below 2 nm. Using experimental data of UV LED emission wavelength shift with temperature [4] we estimated less than 80 K increase in the junction temperature. Hence, our customized copper heatsink and active cooling provided excellent heat dissipation from the active region.

The differential resistance of a large chip LED as a function of the CW current is plotted in Figure 2(b). Low series resistance of ~ 1.3 Ohm enabled a low voltage (~ 10 V) operation for drive currents exceeding 2.5 A (see the inset to Figure 2(b)). From the data of Figure 2 we calculate the peak external quantum efficiency (EQE) and wall plug efficiency (WPE) to be 1.2 % and 1 %, respectively. These values represent typical characteristics of 275-280 nm LEDs.



Fig. 2. (a) CW peak emission wavelength and output power vs. current for 275 nm emission DUV LED. Inset shows the spectral power density at 50 mA. (b) Differential resistance of the single chip LED vs. CW drive current. Inset shows current vs. voltage characteristic of the device.

Our simulations show that the light extraction efficiency in conventional DUV LED structures is significantly reduced by the strong light absorption in graded p-AlGaN clad and p-GaN contact layers. A novel patent pending structure with p-layers based on AlGaN/AlGaN short period superlattice (SPSL) provided lower UV absorption in top layers of LED structure as compared to thick p-GaN layers used in conventional design. Recently, new reflecting p-contacts were developed to increase the quantum efficiency by using a multiple pass light extraction. High efficiency DUV LED devices were processed using conventional fabrication steps into 350 um x 350 um chips with the junction area of 0.035 mm². Small chip LED devices were mounted on TO 39 to evaluate the output power increase due to higher light extraction in new LED structures with DUV reflecting p-contacts.

In Figure 3, we include the output power vs. current characteristics for small chip 280 nm DUV LEDs fabricated using conventional and high efficiency p-SPSL device structures. The output power at 20 mA for typical DUV LED devices varies from 0.6 mW to 1 mW. However, LED devices with p-SPSL top layers and reflecting contacts provided 2 mW output at 20 mA, which represents more than 2 times improvement of the output power. The peak EQE extracted from the data of Figure 4 was ranging from 0.7 % to 1.1 % for conventional devices, whereas it exceeded 2.3 % for LEDs based on p-SPSL structure. We attribute the increase of power and efficiency to the multiple pass light extraction enabled by using of p-SPSL structures.



Fig. 3. CW L-I characteristics of LEDs with conventional (squares and circles) and p-SPSL (triangles) structure.

Typical operation voltage at 20 mA varies from 5.5 V to 7 V depending on the details of the epitaxial

structure, doping and contact fabrication process. For the LED device with p-SPSL and reflecting contact, the forward voltage is 7.2 V at 20 mA, which is slightly higher than for the 280 nm UVTOP LEDs. Further optimization of the transparent p-AlGaN/AlGaN SPSL, the activation annealing and reflecting p-contact fabrication processes will reduce the forward voltage. Use of p-SPSL layers enables peak WPE > 1.5 % in low current range, which reduced rapidly with increase of current due to excessive forward voltage drop associated with p-contact and p-SPSL structure. At 20 mA the WPE for new device structure was measured to be 1.4 %. The spectral power distribution measured at 20 mA for devices with p-SPSL structure did not show additional emission peaks related to possible recombination in p-SPSL indicating that this design is highly beneficial for enhancing the efficiency of DUV LEDs and LED lamps.

Primary applications of current DUV LED devices are fluorescence sensing and phototherapy and photodynamic drug therapy. Other potential applications include water disinfection, horticulture and produce storage, optical instrumentation and imaging, and UV curing. Excellent radiation hardness makes DUV LEDs suitable for space applications. New applications will continue to emerge as the DUV LED technology matures to provide low cost high efficiency and long lifetime semiconductor UV sources.

[1] J. P. Zhang, X. Hu, Yu. Bilenko, J. Deng, A. Lunev, M. S. Shur, R. Gaska, M. Shatalov, J. W. Yang, and M. A. Khan, "AlGaN-based 280 nm light-emitting diodes with continuous-wave power exceeding 1 mW at 25 mA", Appl. Phys. Lett. 85, 5532 (2004)

[2] Q. Fareed, R. Gaska and M. S. Shur, "Methods of Growing Nitride-Based Film Using Varying Pulses", US Patent 7192849 (2007)

[3] R. Gaska, J. Zhang, and M. S. Shur, "Light Emitting Heterostructure", US Patent 7,326,963 (2008)

[4] M. Shatalov, A. Chitnis, P. Yadav, M. F. Hasan, J. Khan, V. Adivarahan, H. P. Maruska, W. H. Sun, M. A. Khan, "Thermal Analysis of Flip-Chip Packaged 280 nm Nitride- based Deep Ultraviolet Light-Emitting Diodes", Appl. Phys. Lett. 86, 201109 (2005)

МОЩНЫЕ СВЕТОДИОДНЫЕ ИЗЛУЧАТЕЛИ УФ ДИАПАЗОНА И ИХ ПРИМЕНЕНИЯ

<u>М.Шаталов</u>*, Ю.Биленко, Д. Янг, Р. Гаска

Sensor Electronic Technology, Inc., 1195 Atlas Rd., Columbia, SC, 29209 USA тел. +1(803)6479757, *e-mail: shatalov@s-et.com

Полупроводниковые ультрафиолетовые (УФ) излучатели на основе нитридных светодиодов предоставляют значительные преимущества в габаритах, весе, скорости модуляции, и возможности контроля длины волны излучения по сравнению с ртутными лампами и/или газовыми и твердотельными лазерами. В зависимости от длины волны излучения, УФ светодиоды находят применения в УФ сушке полимерных покрытий, лечении кожных заболеваний, оптических сенсоров для детектирования микроорганизмов, обеззараживании воды. Развитие технологии производства мощных УФ светодиодных чипов и светодиодных ламп стимулирует разработку различных систем на основе УФ светодиодов. В нашем докладе мы представим последние результаты по разработке мощных светодиодов с повышенной эффективностью и применению полупроводниковых излучателей в сенсорах, системах обеззараживания воды и источниках УФ излучения для медицины и биологии.

CHVPE OF 365 nm UV LEDs

 <u>H. Helava¹</u>, S.Yu. Kurin², I.S. Barash³, A.D. Roenkov³, M.G. Agapov³, A.A. Antipov², T.Yu. Chemekova³, Yu. N. Makarov^{1,3*}
 ¹ Nitride Crystals Inc, 181 E Industry Ct Ste B, Deer Park, NY 11729, USA

² GaN-Crystals, Ltd., 27 Engels Ave, St Petersburg

³ Nitride Crystals, Ltd., 27 Engels Ave, St Petersburg *e-mail: makarov@semitech.us

Ultra violet (UV) light has many industrial and medical applications. These include water and air purification, curing of industrial polymers, treatment of skin disorders, identification of chemical and biological agents, among others. Most of these requirements are served today by mercury (Hg) lamps. Hg lamps are efficient and powerful; however, they are also fragile, short-lived and environmentally polluting. The advent of the III-nitride semiconductors has led to a revolution in the general lighting industry and, more recently, to the development of UV light emitting diodes (LEDs) and lasers.

UV LEDs do not suffer from the same problems as Hg lamps. They are environmentally friendly, robust and long-lived. The main problem with UV LEDs, compared to Hg lamps, is the relatively low power per unit. This makes the large scale application of UV LEDs expensive. Therefore, approaches to reducing the cost of UV LEDs are important. At Nitride Crystals we have developed UV LED epitaxial structures that are entirely grown by chloride hydride vapor phase epitaxy (CHVPE.)

A key advantage of CHVPE over the more common organo-metallic vapor phase epitaxy (OMVPE or MOCVD) is its much lower cost. Capital costs, facility requirements, maintenance and labor costs are all lower for CHVPE. CHVPE utilizes lower cost high-purity metals instead of metal-organic compounds for the metal sources. CHVPE is also capable of a large growth rate dynamic range allowing the cost-effective growth from quantum wells (QWs) to pseudo-bulk substrates.

We will describe the results for the growth of our 360-365nM, indium-free UVLEDs. This wavelength is of particular interest due to its close match to the Hg I-line and its effectiveness in catalytic sterilization using titanium dioxide (TiO₂) catalyst.

The project was partially sponsored by the Ministry on Education and Science of the Russian Federation. Contract #02.523.12.3028 of November 16, 2009.



Fig. 1: GaN/AlGaN/InGaN LED run in a 11x2" 2600G3 reactor: The data is given with the 950nm reflectance, the 400nm reflectance, the wafer temperature and the wafer bowing.





Fig.2: Measurement and simulation of 400nm reflectance during InGaN MQW growth.

Fig.3: Measurement and simulation of wafer bowing due to different AlGaN compositions.

РОСТ УФ СВЕТОДИОДОВ 365 НМ МЕТОДОМ ХЛОРИДНО-ГИДРИДНОЙ ЭПИТАКСИИ

<u>H. Helava¹</u>, С.Ю. Курин², И.С. Бараш³, А.Д. Роенков³, М.Г. Агапов³, А.А. Антипов², Т.Ю. Чемекова³, Ю.Н. Макаров^{1,3*} ¹ Nitride Crystals Inc, 181 E Industry Ct Ste B, Deer Park, NY 11729, USA ² ООО «Галлий-Н», 194156 г. Санкт-Петербург, пр.Энгельса д.27 ³ ООО «Нитридные кристаллы», 194156 г. Санкт-Петербург, пр.Энгельса д.27 *e-mail: makarov@semitech.us

Ультрафиолетовый (УФ) свет имеет много промышленных и медицинских применений. К ним, среди прочих, относятся, очистка воды и воздуха, промышленная фотополимеризация, лечение кожных заболеваний, распознавание химических и биологических веществ. В большинстве из этих областей на сегодняшний день используются ртутные лампы. Ртутные лампы, будучи эффективными и мощными, имеют короткий срок службы, являются хрупкими и экологически вредными. Полупроводники нитридов III группы совершили революцию в осветительной промышленности, а не так давно привели к разработке УФ светодиодов и лазеров.

УФ светодиоды не имеют проблем, свойственных ртутным лампам. Они не являются вредными для экологии, прочны и имеют долгий срок службы. Основной проблемой УФ светодиодов является то, что в одном приборе их требуется большое количество, что делает широкомасштабное применение УФ светодиодов сравнительно дорогостоящим. Поэтому очень важны подходы к снижению себестоимости УФ светодиодов. Компания «Нитридные кристаллы» разработала эпитаксиальные структуры УФ светодиодов, которые полностью выращены методом хлоридно-гидридной эпитаксии (ХГЭ).

Основным преимуществом ХГЭ перед МОС-гидридной эпитаксией является ее сравнительно низкая себестоимость, касающаяся капитальных затрат, расходов на приобретение и ремонт оборудования, а также дешевых источников металлов высокого качества.

Будут описаны наши УФ светодиоды с длиной волны 360-365 нм, выращенные без присутствия индия. Данная длина волны является наиболее близкой к ртутным лампам.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ. Государственный контракт № 02.523.12.3028 от 16 ноября 2009 г.

ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ ФОТОПРИЕМНИКИ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР AIGaN/GaN

<u>E. В. Луиенко¹*, Н. В.</u> Ржеуцкий¹, А. Г. Войнилович¹, В. Н. Павловский¹, Г. П. Яблонский¹, C. Mauder², H. Behmenburg², L. Rahimzadeh Khoshroo², H. Kalisch², A. Vescan², B. Schineller³, M. Heuken^{2,3}

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

² GaN Device Technology, RWTH Aachen University, Sommerfeldstr. 24, 52074 Aachen, Germany; ³ AIXTRON SE, Kaiserstr. 98, 52134 Herzogenrath, Germany

Фотоприемники, чувствительные в ультрафиолетовом (УФ) диапазоне приобретают все бо́льшую популярность в качестве датчиков пламени и т.д. Полупроводниковые гетероструктуры на основе широкозонных соединений AllnGaN перспективны для таких применений, так как позволяют создать фотоприемники, нечувствительные к видимому свету. Высокочувствительные УФ-фотоприемники являются востребованными в измерительной аппаратуре, дозиметрах ультрафиолетового облучения, спецприменениях и т.д.

R работе исслеловались характеристики металл-полупроводник-металл (MIIM) фотоприемников, изготовленных на основе гетероструктур AlGaN/GaN, выращенных на подложках сапфира и кремния. Толшина поверхностного слоя AlGaN составляла 17-30 нм. мольная доля Al составила 15-30%. На поверхности гетероструктуры формировались как омические полосковые контакты нанесением слоев металлов Ti/Al/Mo/Au так и Ni/Au контакты Шоттки с их последующим отжигом. Измерялись статические вольтамперные характеристики при разных уровнях освещенности, а также частотные зависимости фототока при различных уровнях освещенности и напряжения смещения. Засветка фотодетектора производилась излучением HeCd лазера ($\lambda_{\text{возб}} = 325$ нм) и дейтериевой лампы. На рис. 1,а для примера представлен спектр фоточувствительности фотоприемника AlGaN/GaN, выращенного на кремнии, измеренный на частоте 20 Гц и напряжении смещения 5 В. Возбуждение осуществлялось излучением дейтериевой лампы, пропущенным через монохроматор. Как видно из рисунка, в видимой области спектра чувствительность фотоприемника падает более чем на три порядка.



Рис.1. Спектр фоточувствительности фотоприемника на основе гетероструктуры AlGaN/GaN (a); зависимости фоточувствительности от напряжения смещения при различных уровнях возбуждения (b)

На рисунке 1,*b* приведены зависимости чувствительности фотоприемника от напряжения смещения при различных уровнях возбуждения. При малых уровнях освещенности (~10⁻⁷ Вт/см²) эффективность фотоприемника достигает значения ~2.5·10⁶ А/Вт, при этом слабо меняясь при изменении напряжения смещения. Большое значение эффективности обусловлено наличием на гетерогранице AlGaN/GaN потенциальной ямы для электронов, благодаря чему достигаются большие значения времени жизни неравновесных носителей заряда. Под действием внутреннего электрического поля возникающего на гетероитерфейсе AlGaN/GaN происходит пространственное (перпендикулярно плоскости гетероструктуры) разделение неравновесных носителей, что приводит в свою очередь к значительному увеличению их времени жизни. Поскольку напряжение смещения

прикладывается вдоль плоскости гетероструктуры, электроны и дырки дрейфуют к разным электродам. Таким образом, достигается их полное пространственное разделение. Однако необходимо учитывать, что электронный канал на границе гетероинтерфейса приводит к экранированию пространственного распределения напряжения смещения. С увеличением уровня возбуждения наблюдается уменьшение эффективности, что, скорее всего, вызвано уменьшением времени жизни электронов вследствие концентрационного экранирования внутренних электрических полей и как следствие менее эффективному пространственному разделению неравновесных носителей заряда. При увеличении уровня освещенности на пять порядков эффективность фотоприемника снижается примерно на три порядка.

На рис. 2 приведены зависимости, характеризующие быстродействие изготовленных фотоприемников на основе AlGaN/GaN гетероструктур: кинетики фототока в момент включения и выключения импульса света (*a*) и частотные зависимости эффективности (*b*) при разных уровнях освещенности. Видно, что постоянная времени фронта фототока, как при включении, так и при выключении импульса света, увеличивается при уменьшении уровня возбуждения, что вызвано увеличением времени жизни основных носителей заряда.



Рис.2. Кинетики фототока фотоприемника AlGaN/GaN в момент включения и выключения импульса света (*a*) и частотные зависимости эффективности (*b*) при разных уровнях освещенности при напряжении смещения U_b=10 В

Для всех уровней возбуждения задний фронт фототока оказывается более затянутым, чем передний, что объясняется увеличением времени жизни электронов по мере уменьшения их концентрации во время спада фототока. Падение фоточувствительности с увеличением частоты сильнее для низкого уровня возбуждения. При частотах модуляции 20 и 1000 Гц и освещенности 2 мкВт/см² значения чувствительности фотоприемника составили 450 и 8 А/Вт соответственно.

HIGHLY SENSITIVE AIGaN/GaN-BASED UV PHOTODECTECTORS

<u>E. V. Lutsenko¹</u>*, M. V. Rzheutski¹, A. G. Vainilovich¹, V. N. Pavlovskii¹, G. P. Yablonskii¹, C. Mauder², H. Behmenburg², L. Rahimzadeh Khoshroo², H. Kalisch², A. Vescan², B. Schineller³, M. Heuken^{2,3}

 Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Nezalezhnasti Ave, 68, Minsk 220072, Belarus, Беларусь, тел. +375(017)2840419, e-mail: e.lutsenko@ifanbel.bas-net.by;
 ² GaN Device Technology, RWTH Aachen University, Sommerfeldstr. 24, 52074 Aachen, Germany;
 ³ AIXTRON SE, Kaiserstr. 98, 52134 Herzogenrath, Germany

Highly sensitive MSM photodetectors were fabricated using AlGaN/GaN heterostructures grown on Al_2O_3 and silicon substrates. The high lifetime of nonequilibrium charge carriers caused by spatial separation of carriers by the internal electric field at the heterointerface leads to large static photosensitivity up to ~2.5 $\cdot 10^6$ A/W at an illumination level of 10^{-7} W/cm². A decrease of sensitivity with rise of illumination level was observed. This fact is probably caused by the screening of the polarization field as more free carriers are generated. At low illumination level (~2 $\cdot 10^{-6}$ W/cm²), AC photosensitivity values of 450 A/W and 8 A/W can be achieved at frequencies of 20 Hz and 1 kHz, respectively.

РАЗРАБОТКА ТЕХНОЛОГИИ ПОЛУЧЕНИЯ ФОТОКАТОДОВ НА ОСНОВЕ СОЕДИНЕНИЙ AIGaN

М. Р. Айнбунд¹, А.Н. Алексеев², О. В. Алымов¹, В.Н. Жмерик³, А.М. Мизеров³, С.В. Иванов³, А. В. Пашук¹, <u>С.И. Петров⁺²</u>, А. С. Петров¹

¹ ОАО «ЦНИИ "Электрон"», пр. Тореза, 68, 194223, Санкт-Петербург;

² ЗАО «НТО». пр. Энгельса, д. 27, 194156, Санкт-Петербург,

тел. +7(812)7021308, *e-mail: petrov@semiteq.ru;

³ ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, 194021, Санкт-Петербург;

В последние годы для решения ряда важнейших научных, прикладных и специальных задач нашли применение системы, работающие в УФ области спектра. Наиболее перспективными для УФ диапазона считаются фотокатоды с отрицательным электронным сродством (ОЭС-фотокатод) на основе эпитаксиальных структур AlGaN. Изменяя состав твердого раствора Al_xGa_{1-x}N, можно получать материал с длинноволновой границей фоточувствительности от 360 нм (x=0) до 200 нм (x=1). Имеется большое количество публикаций по фотокатодам на основе структур GaN (x=0). Хотя во многих работах упоминается актуальность сдвига длинноволновой границы фоточувствительности в сторону более коротких длин волн, путём увеличения содержания алюминия в твердом растворе AlGaN, экспериментальных данных по таким фотокатодам обнаружить не удалось. В данной работе представлены предварительные результаты получения фотокатодов с активной областью на основе Al,Ga_{1-x}N с x=0,1 и 0,3.

Гетероструктуры в системе AlGaN были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии в Прикладной лаборатории ЗАО «НТО», а также в ФТИ им. Иоффе на установках STE3N2 (ЗАО «HTO», SemiTEq) и Compact 21Т (Riber, Франция). Гетроструктуры состояли из последовательности слоев AIN/SLS/AlGaN, выращенных на сапфировых подложках при температурах 950-1150°С, что позволяло значительно уменьшить плотность дислокаций в активной области. После чего на таком низкодислокационном буферном слое выращивалась активная область p-Al_xGa_{1-x}N с содержанием алюминия 10% или 30%. В ЦНИИ "Электрон" в вакуумной камере, имеющей предельное давление 5·10⁻¹¹ мм рт. ст., образцы подвергались очистке методом прогрева в вакууме. Далее, производилась их активировка цезием и кислородом. Спектральные зависимости квантового выхода (Y) структур Al_{0.1}Ga_{0.9}N и Al_{0.3}Ga_{0.7}N при их освещении с лицевой (кривые 1 и 3) и тыльной стороны (кривые 4 и 5), снятые в условиях камеры, изображены на рисунке 1. На длине волны 270 нм был достигнут Y(270)=17-20% и 9-14%, а длинноволновая граница фоточувствительности сдвинулась приблизительно к 330 и 300 нм, соответственно. При освещении с тыльной стороны были получены пока невысокие чувствительности (Y≈1%) с максимами при λ≈340 и 300 нм. С одной из структур Al0, Ga0,9N, размером 12x12 мм, был изготовлен макет фотоэлемента с входным окном из фтористого магния. На нём при освещении с лицевой стороны на длине волны 220 нм получен квантовый выход Y(220)=19% (кривая 2). Было проведено исследование неравномерности его чувствительности по площади, которая оказалась в пределах ± 15%, что указывает на высокую однородность свойств гетероструктры.

Одной из важных проблем, препятствующих получению эффективных фотокатодов с длинноволновой границей фоточувствительности менее 360 нм, является уменьшение эффективности легирования активной области p-AlGaN при увеличении содержания алюминия изза роста энергии ионизации. Как видно из рисунка квантовый выход образцов с содержанием алюминия 10% и 30% находится примерно на одном уровне в области длинноволновой границы фоточувствительности, что, предположительно, указывает на достаточный уровень легирования. В настоящее время проводится оптимизация конструкции буферного слоя, AlN/SLS/AlGaN обеспечивающая с одной стороны уменьшение плотности дислокаций в активной области по сравнению со стандартным буферным слоем AlN, а с другой необходимое пропускание в рабочем УФ спектральном диапазоне для получения эффективных полупрозрачных фотокатодов.



Рис. 1. Зависимость квантового выхода от длины волны излучения для образцов с содержанием алюминия в активной области p-AlGaN 10% (1,2,4)и 30% (3,5).

DEVELOPMENT OF AIGaN BASED PHOTOCATODE TECHNOLOGY

M.R. Ainbund¹, A.N. Alexeev², O.V. Alymov¹, V.N. Jmerik³, A.M. Mizerov³, S.V. Ivanov³, A.V.Pashuk¹, <u>S.I. Petrov^{*2}</u>, A.S. Petrov¹

OJSC NRI "Electron", Toreza av., 68, 194223, St. Petersburg; JSC «SemiTEq», Engels av., 27, 194156, St. Petersburg, phone. +7(812)7021308, *e-mail: <u>petrov@semiteq.ru</u>; Ioffe Physico-Technical Institute of RAS, Polytekhnicheskaya, 26, 194021, Saint-Petersburg;

Preliminary results of solar blind photocathode technology based on AlGaN in active layer with Al composition of 10% and 30% are presented.

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ОДНОРОДНОСТЬ И ТЕМПЕРАТУРНАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ ПОЛУПРОЗРАЧНОГО ФОТОКАТОДА p-GaN(Cs,O)/AIN/c-Al₂O₃

В.В. Бакин¹, С.Н. Косолобов¹, Г.Э. Шайблер¹, <u>А.С. Терехов¹</u>*,

В.В.Лундин², А.Е. Николаев², А.В. Сахаров², А.Ф. Цацульников², А.А.Мармалюк³, А.В. Мазалов³

¹ ИФП СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, 630090, Новосибирск,

+7 (383)3308508, e-mail: terek@thermo.isp.nsc.ru;

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

³ ФГУП «НИИ Полюс», ул. Введенского, 3, 117342, Москва.

Полупрозрачные фотокатоды УФ-диапазона с эффективным отрицательным электронным сродством на основе соединений AlN-GaN эффективны для решения многих задач, в том числе и для создания на их основе солнечно-слепых оптико-электронных систем (OЭC) контроля открытого пламени с «однофотонным» и субнаносекундным быстродействием. Такие ОЭС позволяют обнаруживать и определять координаты самых различных источников УФ-излучения: тлеющей сигареты, ствольного пламени одиночного выстрела из стрелкового оружия, горячих газов сопла реактивного снаряда и т.д. Технические характеристики таких систем в значительной степени определяются параметрами УФ-фотокатодов, и поэтому их совершенствование является актуальной задачей. В данной работе приводятся результаты исследования фотоэмиссионных гетероструктур GaN(Mg) /AlN/c-Al₂O₃.

Эпитаксиальные структуры p-GaN/AIN выращивались на сапфировых подложках ориентации (0001) на установке AIX2000HT с планетарным реактором на 6 подложек диаметром 2 дюйма. Аммиак, триметилалюминий, триметилгаллий (TMGa), бис(циклопентадиенил)магний, а также водород и азот использовались в качестве соединений-источников и несущих газов, соответственно. Рост буферного слоя AIN производился со скоростью 2 мкм/час при сверхмалом потоке аммиака подобно описанному в [1], но для повышения планарности поверхности, после выращивания первых 300 нм, в реактор подавался поток TMGa. Крайне малое отношение NH3/H2 подавляло встраивание галлия, и его содержание в слое Al(Ga)N не превышало 5%. Подробнее данная технология описана в [2]. Слой р-GaN выращивался в режимах, близких к описанным в [3]. Условия роста при переходе от Al(Ga)N к GaN были оптимизированы для обеспечения квазидвумерного характера роста р-GaN по всей его толщине. С этой же целью между слоями Al(Ga)N и р-GaN выращивался понкий переходный слой AlGaN промежуточного состава.



рис.1 показано пространственное распределение квантовой эффективности (QE) фотокатода FPS 14-1, измеренное на длине волны 266 нм, свидетельствующее о достаточно высокой однородности этого параметра. Видно, также, что имеющаяся «неоднородность» QE имеет радиальную структуру с максимумом в центре рабочего поля фотокатода, кольцевым минимумом, расположенным примерно на половине радиуса и небольшим увеличением к границе рабочего поля. «Радиальная» форма топограммы QE данного фотокатода, не совпадающая с формой топограммы ФЛ исходной гетероструктуры, свидетельствует о том, что основной причиной неоднородности QE является неоднородность свидетельствует о том, что основной причиной неоднородности QE является неоднородность свидетельствует о том, что основной причиной центре его рабочего зависимость квантовой эффективности фотокатода FPS 14-1, измеренная в центре его рабочего поля. Из рисунка следует, что максимальное значение квантовой эффективности, равное ~ 18%,

достигается на длине волны ~ 255 нм, совпадающей с «центром» солнечно-слепого диапазона. Исследование температурной стабильности характеристик УФ-фотодиодов проводилось путём их прогревов на воздухе. Прогрев до температур 80 - 90 °C не выявил необратимых изменений характеристик p-GaN(Cs,O)-фотокатодов. Значительные изменения спектров QE, показанные на рис.3, были получены после прогрева одного из фотодиодов при 130 °C. Из рисунка следует, что высокотемпературный прогрев фотодиода вызвал незначительное снижение QE в рабочем диапазоне спектра. Одновременно с этим «вредная» чувствительность УФ-фотокатода в видимом диапазоне спектра снизилась значительно: примерно в 10 раз на длине волны 600 нм. Снижение «длинноволновой» чувствительности фотокатода обусловлено снижением плотности поверхностных состояний на его активированной поверхности.



[1] В.В.Лундин, А.Е.Николаев, А.В.Сахаров, П.Н.Брунков, Е.Е.Заварин, А.Ф.Цацульников ПЖТФ, 2010, том 36, вып. 24, стр. 33-39

[2] В.В.Лундин, А.Е.Николаев, А.В.Сахаров, П.Н.Брунков, Е.Е.Заварин, А.Ф.Цацульников, Тезисы докладов 8-й Всероссийской конференции «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы», С-Петербург, 26-28 мая 2011 года

[3] В. В. Лундин, А. В. Сахаров, Е. Е. Заварин, М. А. Синицын, А. Е. Николаев, Г. А. Михайловский, П.Н.Брунков, В.В.Гончаров, Б.Я.Бер, Д.Ю. Казанцев, А. Ф. Цацульников

ФТП, 2009, том 43, выпуск 7. стр.996

[4] В.В. Бакин, С.Н. Косолобов, Г.Э. Шайблер, А.С. Терехов, В.Н. Жмерик, А.М. Мизеров, С.В. Иванов, Планарный вакуумно–полупроводниковый фотоприёмник с полупрозрачным фотокатодом p-GaN(Cs,O)/AlN/c-Al₂O₃, Тезисы докладов 7-ой Всероссийской конференции «Нитриды галлия индия и алюминия – структуры и приборы, Москва, 1-3 февраля 2010, с. 127 (устный доклад)

SPATIAL HOMOGENITY AND TEMPERATURE STABILITY OF TRANSMISSION-MODE p-GaN(Cs,O)/AIN/C-Al₂O₃ PHOTOCATHODE

V.V. Bakin¹, S.N. Kosolobov¹, H.E. Scheibler¹, <u>A.S. Terekhov¹</u>, <i>V.V.Lundin², A.E.Nikolaev², A.V.Saharov², A.F.Tsatsulnikov², A.A.Marmaluk³, A.V.Mazalov³.* ¹ ISP SB RAS, Lavrenteva av. 13, 630090, Novosibirsk, +7 (383)3308508, *e-mail: terek@thermo.isp.nsc.ru;

² Ioffe Phisical Technical Institute, Politekhnicheskaya str. 26, 194021, Sankt-Petersburg. ³R@D Institute "Polyus", Vvedensky Str., 3, 117342,Moscow.

R@D Institute Tolyus, Vvedensky Str., 5, 11/542, Woseow.

The transmission-mode p-GaN(Cs,O) - photocathode with maximum QE=18% at the center of solar-blind spectral region and good spatial homogeneity was developed and studied. The GaN(Mg) /AIN/c-Al₂O₃ – heterostructures, which was used for the manufacturing of photocathode, was grown by MOCVD. The grown heterostructures were preliminary studied by mapping of photoluminescence spectra across the total surface of structure and by other techniques. The study of temperature stability of p-GaN(Cs,O) – photocathode up to ~ 130*C revile the possibility to lower the unwanted sensitivity of of this photocathode in the visible and near-infrared spectral regions.

РЕНТГЕНОСТРУКТУРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ЭПИТАКСИАЛЬНОГО РОСТА ПЛЕНОК БИНАРНЫХ И ТРОЙНЫХ НИТРИДОВ

<u>В.П. Кладько</u>*, А.В. Кучук, В.Ф. Мачулин, А.Е. Беляев

Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАН Украины, пр. Науки, 41, 03028, Киев тел. +38(044)5255758, *e-mail: <u>kladko@isp.kiev.ua;</u>

Рентгеновская дифракция – популярный, неразрушающий метод, используемый для характеризации пленок и приборных структур. Он позволяет получить информацию о кристаллических параметрах решетки (из которых определяются деформации и состав), разориентациях (из которых можно получить тип дефектов и их плотность), размерах кристаллитов и микродеформациях, изгибах, остаточных напряжениях, упорядочении соединений, фазовой сепарации (при наличии) по толщине пленки и параметры сверхрешеток (СР) (квантовых ям): толщина слоев, состав и неоднородности [1–3].

В данном докладе будут рассматриваться вопросы, связанные с принципами рентгеновской дифракции в тонких пленках и областях, представляющих особый интерес в данное время, таких как анализ гетероструктур и сверхрешеток полярных Ш-нитридов.

В частности, представлены результаты исследований с помощью высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии (ВРРД) влияния плотности и типа дислокаций и закона их распределения на деформационное состояние и механизмы релаксации в гетероструктурах AlGaN/GaN/Al₂O₃ в зависимости от толщины подложки сапфира. Кроме того, показано, что анализ рентгеновских кривых качания в разных геометриях дифракции и двумерных карт распределения интенсивности вокруг узлов обратной решетки позволяет характеризовать ориентационное распределение структурных дефектов.

Обсуждается микроскопическая природа пространственных неоднородностей в этих структурах (микродеформации и плотность дислокаций), градиентное распределение дислокаций и деформаций по глубине как в мозаичной (блочной) структуре нитридных слоев, так и в области интерфейса подложки сапфира. Получено экспериментальное подтверждение картины сопряжения элементарных ячеек слоя GaN и подложки на границе раздела, приводящее к минимальному несоответствию решеток и не равное 30 градусам.

Установлено, что для структур InGaN/GaN на сапфировых подложках ориентации (0001) упругие деформации практически полностью релаксируют на гетерогранице между толстым буферным слоем GaN и буферной сверхрешеткой $In_xGa_{1-x}N/GaN$. Слои GaN в сверхрешетке находятся в состоянии растяжения, а слои твердого раствора — в состоянии сжатия. В абсолютных значениях деформации растяжения слоев GaN меньше, чем деформации сжатия слоев InGaN. Показано, что слои сверхрешетки являются менее дислокационными по сравнению с буферными слоями, с более хаотичным распределением дислокаций.

Методами ВРРД изучено влияние типа темплейта и остаточных деформаций в буферном слое на структурные свойства (деформацию, толщину слоев и период) 30-периодных сверхрешеток GaN/AIN. Показано отличие в процессах релаксации СР систем, полученных на AIN-темплейте и на толстом GaN-темплейте. Была установлена корреляция между образованием трещин, плотностью дислокаций и толщиной слоев (периодов) СР.

[1] V.P. Kladko, A.V. Kuchuk, N.V. Safryuk, et al. Appl. Phys. Lett. 95, 031907 (2009).

[2] V.P. Kladko, A.F. Kolomys, M.V. Slobodian, et al. J. Appl. Phys. 105, 063515 (2009).

[3] V.P. Kladko, A.V. Kuchuk, N.V. Safryuk, et al. J. Phys., D: Appl. Phys., 44, 025403 (2011).

X-RAY DIFFRACTION STUDY OF EPITAXIAL GROWTH OF FILMS OF BINARY AND TERNARY NITRIDES

V.P. Kladko*, A.V. Kuchuk, V.F. Machulin, A.E. Belyaev

V. Lashkaryov Institute of Semiconductors Physics NASU, pr. Nauki 41, 03028, Kiev phone +38(044)5255758, *e-mail: <u>kladko@isp.kiev.ua;</u>

The questions related to the principles of X-ray diffraction in thin films and fields, that attract an interest in present time, such as analysis of heterostructures and superlattices of polar III-nithrides are outlined in this report (work).

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТРЕХВОЛНОВОЙ ДИФРАКЦИИ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ МИКРОСТРУКТУРЫ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ III-НИТРИДОВ

<u>Р.Н. Кютт</u>, М.П. Щеглов

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, Политехническая, 26, 194021 С-Петербург тел. +7(812)5159238, e-mail: r.kyutt@mail.ioffe.ru;

Многоволновая дифракция рентгеновских лучей довольно редко используется для структурных исследований эпитаксиальных слоев. Первые измерения диаграмм Реннингера для слоев с вюрцитной структурой (GaN и ZnO) были проведены в работах [1-3]. В [4] изложены результаты более детального исследования трехволновой дифракции в эпитаксиальных пленках GaN. В настоящей работе обобщен ряд результатов предыдущих работ по многоволновой дифракции в пленках А^{III}-нитридов [3-4] и привлечены новые экспериментальные данные.

Были исследованы 2 образца с эпитаксиальными пленками GaN. Для первого образца слой был выращен методом HVPE на подложке Si с последующим синтезированием промежуточного буферного слоя SiC. Второй образец представлял собой толстый слой GaN, выращенный MOCVDметодом на SiC. Из данных стандартной двухволновой дифракции следует, что описанные слои имеют различную микроструктуру. Для слоя GaN, выращенного на подложке Si, уширение двухволновых пиков θ -сканирования примерно одинаково во всех геометриях дифракции (порядка 550-600''), что указывает на хаотическое распределение дислокаций. Для толстого (>20 µm) слоя GaN, выращенного на SiC, полуширина пиков θ -моды была значительно меньше (275'' для брэгговского отражения 0002 и 115'' для Лауэ-рефлекса 1010), но имеет место характерная для нитридных слоев анизотропия дифракционных уширений, указывающая на превалирующую плотность вертикальных прорастающих дислокаций винтового и краевого типов.

По схеме Реннингера многоволновая дифракция в кристаллах измеряется путем настройки образца на первичное симметричное брэгговское отражение и дальнейшего азимутального его вокруг вектора обратной решетки первичного отражения (ф-сканирование). В врашения кристаллах со структурой вюрцита в качестве первичного берется запрещенное отражение 0001. При попадании на сферу Эвальда (в отражающее положение) еще одного узла обратной решетки (вторичное отражение с вектором обратной решетки H2) на кривой ф-сканирования фиксируются трехволновые пики. Для вюрцитной структуры разноименные трехволновые пики локализованы в области азимутальных углов в интервале 30° между ближайшими направлениями типа <11-20> и <10-10>. В следующем интервале они чередуются в обратном порядке, и далее такая картина повторяется через каждые 60°. Для кристаллов с вюрцитной структурой фиксируется 10 независимых трехволновых комбинаций, если параметр а элементарной ячейки лежит в пределах (2.96<a<3.24)Å. В этот интервал попадают кристаллы GaN и AlN. Измерения проводились на двухкристальном дифрактометре с использованием CuK_a-излучения. Азимутальное В азимутальном положении каждого трехволнового пика измерялись также кривые θ -сканирования.

На рис.1а приведена диаграмма Реннингера (кривая ϕ -сканирования) для первого образца. На ней в каждом 30⁰-ном интервале фиксируется все 10 трехволновых комбинаций. Их угловое положение соответствует табличным параметрам недеформированного слоя. Относительная интегральная интенсивность трехволновых пиков измерялась как площадь под соответствующим пиком ϕ -моды, умноженным на полуширину пика θ -моды. Расчет делит все 10 трехволновых комбинаций (1 то)/(1 101), затем следуют рефлексы (01 то)/(1 10 то)/(1 101), затем следуют рефлексы (01 то)/(0 то)/(1 10 то)/(1 10 to)/(1 10 to)). Экспериментальные измерения показывают, что хотя качественно деление на сильные и одного меньше рефлексов имеет место, но количественные соотношения получаются, как правило, меньше приведенных выше. В нашем случае для образца 2 интенсивность всех рефлексов много меньше прасчетных значений, а для образца 1 (с хаотическими дислокациями) приближается к ним.

Анализ полуширин пиков на ф-шкале показал, что, во-первых, рефлексы могут иметь сложную форму. Из увеличенных фрагментов диаграммы (рис. 1 b) видно, что трехволновые пики расщепляются на несколько пиков, что говорит о наличии крупноблочной структуры с разворотом блоков вокруг нормали к поверхности. Во-вторых, ширина отдельных пиков мало меняется от рефлекса к рефлексу. В-третьих, она все-таки связана с дефектной структурой, для слоев с большей плотностью дислокаций она больше, но это различие незначительно.



Рис.1. Диаграмма Реннингера для эпитаксиального слоя GaN (а) и увеличенная тонкая структура трехволновых пиков МР-5 и МР-8 (b)

Кривые 0-сканирования более чувствительны к микроструктуре эпитаксиальных слоев. Как правило, они представляют собой симметричные одиночные пики. Их полуширина может варьироваться от образца к образцу и от рефлекса к рефлексу в очень широких пределах – от 500 до 4500 угл. сек. для исследованных структур [4]. Трехволновые рефлексы для наших 2-х образцов показывают те же соотношения между полуширинами для разных трехволновых комбинаций, какие наблюдалось и ранее. Самые узкие пики соответствуют комбинациям $(01\overline{1}3)/(0\overline{1}1\overline{2})$ и $(1\overline{1}0\overline{1})/(\overline{1}102)$ с превалирующей брэгговской составляющей векторов обратной решетки, а самые широкие наблюдались для рефлексов (3120)/(3121) и (3210)/(3211) с наибольшей Лауэкомпонентой вторичного отражения. Между тем для образца с хаотическими дислокациями угловая ширина θ-пиков отдельных трехволновых комбинаций находится в интервале 710 – 950 угловых секунд и ненамного отличается от 0-уширений пиков двухволновой дифракции. В то же время для слоя с прямолинейной системой дислокаций пики 0-сканирования в трехволновой дифракции много шире, чем для образца с хаотическими дислокациями и это несмотря на то, что в двухволновой геометрии пики 0-моды значительно меньше. Отсюда напрашивается вывод, что прямолинейные упорядоченные системы дислокаций вызывают большее уширение Ө-пиков в трехволновой дифракции, чем дислокации при хаотическом распределении.

- [1]. Blasing J., Krost A. // phys. stat. sol.. V. 201. P. 17 (2004)
- [2]. Blassing J., Krost A., Hertkorn J. et al. // J. Appl Phys. V. 105. P. 033504 (2009).
- [3]. Кютт Р.Н. Письма в ЖТФ, т. 36, вып. 15, с. 14-20 (2010).
- [4]. Р.Н.Кютт // ЖТФ, т.81, вып 5, с.81-88 (2011)

USE OF MULTIPLE X-RAY DIFFRACTION IN STUDING A MICROSTRUCTURE OF III-NITRIDE EPITAXIAL LAYERS

<u>R.N. Kyutt*</u>, M.P. Scheglov

Ioffe Physical-Technical Institute of RAS, Polytechnicheskaya, 26, St-Petersburg, *r.kyutt@mail.ioffe.ru

The multiple diffraction was applied for detailed study of GaN epitaxial layers. An aim of the study is to reveal a connection between a defect structure of the layers and features of the multiple diffraction pattern. Renninger scans were measured with using the primary forbidden reflection 0001. For each of the three wave combination a θ -scanning mode was measured. Angular position, intensity and FWHM of the peaks measured were analyzed. It is shown, that the θ -peaks for three wave events with dominant Laue-component of the second reflection are most sensitive to the dislocation structure. FWHM of the peaks is considerably larger for the layers with regular threading dislocation ensembles than for layers with random distribution of dislocations.

ВЛИЯНИЕ НЕЙТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ И ТЕМПЕРАТУРЫ ОТЖИГА НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ПЕРИОД РЕШЕТКИ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ НИТРИДА ГАЛЛИЯ

В.М. Бойко¹, С.С. Веревкин¹, Н.Г. Колин^{1*}, <u>А.В. Корулин</u>¹, Д.И. Меркурисов¹, А.Я. Поляков², В.А. Чевычелов¹

¹Научно-исследовательский физико-химический институт им. Л.Я. Карпова, Киевское шоссе 109 км., 249033, Обнинск, тел. +7(48439)7-47-31, e-mail: ngkolin48@mail.ru; ²Гиредмет, Б.Толмачевский пер., дом 5, стр. 1, 119017, Москва;

Рассмотрено влияние облучения большими флюенсами реакторных нейтронов ($\Phi = 1.5 \cdot 10^{17} \div 8 \cdot 10^{19}$ см⁻²) и последующих термообработок в интервале температур 100÷1000°C на электрофизические свойства и период решетки эпитаксиальных слоев GaN (d=4 мкм), выращенных на подложке Al₂O₃ [1].

Показано, что с ростом флюенса нейтронов до $(1-2) \cdot 10^{18}$ см⁻² удельное электрическое сопротивление материала увеличивается до значений около 10^{10} Ом см (рис. 1a) за счет образовавшихся радиационных дефектов (РД) [2], а при дальнейшем увеличении флюенса удельное сопротивление, проходя через максимум, уменьшается до значений $2 \cdot 10^6$ Ом см, что объясняется появлением прыжковой проводимости по перекрытым оболочкам областей разупорядочения. С ростом флюенса нейтронов до $8 \cdot 10^{19}$ см⁻² период решетки с увеличивается на 0.38 % (рис. 2a) при практически неизменном параметре *a*. Термообработка облученных образцов до 1000° С (рис. 1b, 2b) не приводит к полному восстановлению периода решетки и электрофизических свойств материала.



Рис. 1. Зависимость удельного электрического сопротивления эпитаксиальной пленки GaN от флюенса полного спектра реакторных нейтронов (а) и температуры отжига (b) для образцов с различной исходной концентрацией носителей заряда n. Соотношение плотностей потоков тепловых и быстрых нейтронов в зоне облучения $\phi_T/\phi_5 - 1$. На оси приведены значения ρ для исходных образцов.

(a): n, $[cm^{-3}]$: 0 – расчет, 1 – 10¹⁵, 1a – 2·10¹⁷

(b): n, $[cm^{-3}]$: 1, 2, 3, $4 - 10^{15}$; $1a - 2 \cdot 10^{17}$; $\Phi_T \cdot 10^{-18}$, $[cm^{-2}]$: 1, 1a - 0, 15; 2 - 7, 3; 3 - 15; 4 - 80.

Исследовалось также влияние концентрации исходной легирующей примеси кремния на механизмы образования и отжига радиационных дефектов в GaN, облученном реакторными нейтронами. Наблюдаются три основные стадии отжига радиационных дефектов: 100÷300°C, 300÷700°C, 700÷1000°C.

Сделан вывод о том, что наличие примесей в материале, независимо от способа их введения (при выращивании или в результате ядерного легирования), влияет на характер образования и отжига радиационных дефектов в облученных нейтронами эпитаксиальных пленках GaN. Показано, что при относительно низких температурах (до 800°C) отжиг РД в легированных образцах происходит более эффективно, а при температурах выше 800°C – менее эффективно, чем в нелегированных образцах. Кроме того, на полноту отжига радиационных дефектов в эпитаксиальных пленках GaN отрицательно влияют как наличие большой концентрации примесей в

материале, так и высокие значения концентрации радиационных дефектов (т.е. более высокие флюенсы нейтронов), что объясняется образованием в материале при облучении и при последующих термообработках большого количества термостабильных радиационных дефектов, не отжигающихся вплоть до 1000°С.



Рис. 2. Зависимость периода решетки c эпитаксиальной пленки GaN от флюенса полного спектра реакторных нейтронов (а) и температуры отжига (b) для нелегированных образцов с исходной концентрацией носителей заряда n, [см⁻³]: 10¹⁵.

На оси приведены значения c для исходных образцов. (b): $\Phi_{T} \cdot 10^{-18}$, [см⁻²]: 1 – 80; 2 – 15; 3 – 7,3.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки в рамках госконтрактов №02.518.11.7096, №02.740.11.0814 и проекта МНТЦ №3870.

[1] В.М. Бойко, С.С. Веревкин, Н.Г. Колин, А.В. Корулин, Д.И. Меркурисов, А.Я. Поляков, В.А. Чевычелов, ФТП 44(01), p136-142 (2011).

[2] A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, A.V. Govorkov, A.V. Markov, S.J. Pearton, N.G. Kolin, D.I. Merkurisov, V.M. Boiko, Cheul-Ro Lee, In-Hwan Lee, Fast Neutron Irradiation Effects in undoped n-GaN Films, J. Vac. Sci. Technol. B25(2), 436-442 (2007).

EFFECT OF NEUTRON IRRADIATION AND THERMAL TREATMENT ON THE ELECTRICAL PROPERTIES AND PERIOD'S LATTICE OF GaN FILMS

 V.M. Boyko¹, S.S. Verevkin¹, N.G. Kolin^{1*}, <u>A.V. Korulin¹</u>, D.I. Merkurisov¹, A.Y. Polyakov², V.A. Chevychelov¹
 ¹Karpov Institute of Physical Chemistry, Kiev highway 109 km., 249033, Obninsk, phone. +7(48439)7-47-31, e-mail: ngkolin48@mail.ru;
 ²Giredmet, B.Tolmachevskiy Street, 5/1, 119017, Moscow

Electrical properties and lattice parameter of GaN layers grown on sapphire were studied after irradiation with high reactor neutrons fluences of ($\Phi = 1.5 \cdot 10^{17} \pm 8 \cdot 10^{19}$ cm⁻²) and subsequent thermal annealing in the temperature range 100÷1000°C. It is shown that, as the neutron fluence increases to (1–2)·10¹⁸ cm⁻² the resistivity of irradiated material increases to about 10¹⁰ Ohm·cm (pic.1a) due to formation of radiation defects. Upon further increase of fluences the resistivity passes through a maximum and goes down to about 2·10⁶ Ohm·cm at 300K due to hopping conductivity via deep defects in the outer parts of disordered regions. The lattice constant *c* increases with fluence and after 8·10¹⁹ cm⁻² the amount of increase was close to 0.38% (pic. 2a). The lattice parameter *a* at that virtually does not change. Annealing of the samples even to as high temperatures as 1000°C (pic. 1b, 2b) does fully restore the lattice parameter and electrical properties.

ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНАМИ В РЭМ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ InGaN/GaN

П.С. Вергелес¹*, Н.М. Шмидт², <u>Е.Б. Якимов¹*</u>

¹ ИПТМ РАН, Институтская ул. 6, 142432, Черноголовка, тел. +7(49652)44182, e-mail:

yakimov@iptm.ru;

² ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая 26, 194021 С.-Петербург;

При облучении полупроводниковых структур низкоэнергетичными электронами в растровом электронном микроскопе в них генерируются неравновесные носители заряда в достаточно высокой концентрации. Хотя пространственное распределение этих носителей не идентично распределению, возникающему при возбуждении светодиодов током инжекции, основные механизмы изменения свойств структур в результате инжекции неравновесных носителей заряда в обоих случаях могут быть подобны. Поэтому исследования влияния облучения низкоэнергетичными электронами на электрические и оптические свойства могут оказаться полезными для выяснения основных механизмов деградации светоизлучающих структур. В настоящей работе представлены результаты исследований влияния имженения низкоэнергетичными электронами на характеристики светоизлучающих структур. В настоящей работе представлены результаты исследований влияния микроскопе, при этом изменение электронном микроскопе, при этом изменение электронеских свойства изучалось методом наведенного тока, а изменение оптических свойств – методом катодолюминесценции (КЛ).

Исследования проводились на светодиодных структурах, выращенных методом MOCVD на сапфире с ориентацией (0001). Структуры состояли из нижнего слоя n-GaN толщиной 3 мкм, легированного кремнием (N_d~ 5.10^{18} см⁻³), активного слоя, содержащего 5 КЯ (3 нм InGaN и 12 нм GaN) и верхнего слоя p⁺-GaN толщиной порядка 0.1 мкм, легированного Mg до концентрации порядка 10^{20} см⁻³. Исследования методом КЛ проводились в растровом электронном микроскопе JSM 6490, оснащенном системой КЛ МопоCL3 в интервале температур 80-300 К, методом наведенного тока - в микроскопе Jeol 840A. Облучение проводилось при энергии первичных электронов 10 къВ, при этом облучалась область с площадью порядка 10 мкм². Поскольку используемые методы исследования позволяли работать с такими малыми облученными областями, можно было за разумные времена облучения набирать достаточно большие дозы (до нескольких десятков Кл/см²) при малых токах пучка, позволяющих исключить нагрев образца в процессе облучения. Малая энергия электронов позволяет исключить возможность образования собственных точечных дефектов за счет прямого выбивания атомов. В большинстве случаев измерения и облучение проводились при токе пучка порядка 10^{-10} А.

Обнаружено, что облучение в растровом электронном микроскопе приводит к существенному изменению не только интенсивности, но и положения линий в спектрах КЛ изучаемых структур (Рис. 1). При этом интенсивность излучения появлявшихся пиков сначала быстро возрастала и становилась в несколько раз больше, чем интенсивность излучения необлучение электронами приводило к появлению одной или нескольких новых полос излучения, которые были смещены к меньшим длинам волн по сравнению с исходной полосой, связанной с квантовыми ямами. Зависимость интенсивности полосы излучения от энергии пучка была аналогична зависимости интенсивности полосы излучения, сквантовыми ямами, что позволяет связывать новые полосы излучения в голубой области спектра также с множественными квантовыми ямами. Следует отметить, что наблюдаемые изменения спектра происходят даже при температурах облучения, близких к азотным.

Обнаружено, что в процессе облучения сигнал наведенного тока от облученной области, измеренный при энергии пучка 10 кэВ, сначала возрастает, а затем начинает убывать, принимая при достаточно больших дозах облучения значения, меньшие, чем сигнал из необлученной области. Максимумы сигнала наведенного тока и интенсивности катодолюминесценции наблюдались при близких дозах облучения порядка 1 Кл·см². Моделирование зависимости наведенного тока от энергии пучка и сравнение ее с соответствующими зависимостями, измеренными до и после облучения с разными дозами, позволило показать, что уже при самой маленькой дозе облучения заметно падает эффективная скорость рекомбинации электронов в р^{*}-области, что может быть связано с распадом комплексов Mg-H и пассивацией водородом различных центров рекомбинации электронов. В результате облучения повышается интенсивность люминесценции, связанной с р^{*}слоем GaN, что также согласуется с таким предположением. Кроме того, из такого сравнения следует, что в результате облучения происходит повышение эффективной концентрации доноров в активной области.

Полученные результаты свидетельствуют о существенных изменениях, происходящих в квантовых ямах InGaN в результате облучения и приводящих как к появлению новых полос излучения, так и к изменению эффективной концентрации доноров. Для объяснения наблюдаемых изменений высказано предположение о стимулированной облучением низкоэнергетичными электронами диффузии In и/или собственных точечных дефектов. В предположении, что сдвиг полосы КЛ определяется изменением состава InGaN, рассчитанные изменения состава должны достигать 4-5%.



Рис.1. Спектры КЛ, измеренные на одной из светоизлучающих структур до (1) и после облучения электронным пучком (2). Спектры измерены при энергии пучка 10 кэВ при 90 К (слева) и при 295 К (справа).

EFFECT OF ELECTRON IRRADIATION IN SEM ON ELECTRICAL AND OPTICAL PROPERTIES OF LIGHT EMITTING STRUCTURES BASED ON InGaN/GaN

P.S. Vergeles¹, N.M. Shmidt², <u>E.B. Yakimov¹</u>

 ¹ Institute of Microelectronics Technology RAS, Institute st., 6, 142432, Chernogolovka phone. +7(49652)44016, e-mail: yakimov@iptm.ru;
 ² A.F.Ioffe Physico-Technical Institute, Politechnicheskaya 26, 194021, St. Petersburg.

The effect of low energy electron irradiation on the cathodoluminescence and electron beam induced current (EBIC) in the MQW InGaN/GaN light emitting structures have been studied. It is shown that such irradiation leads to a formation of new emission bands associated with quantum wells and to a remarkable change of EBIC signal. The low energy electron irradiation effect on the properties of InGaN quantum wells is explained by diffusion of In and/or intrinsic point defects stimulated by irradiation.

СТОЙКОСТЬ СВЕТОДИОДОВ НА ОСНОВЕ InGaN И GaN ПРИ ОБЛУЧЕНИИИ БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ И ГАММА-КВАНТАМИ

А.В.Градобоев^{1,2}, И.А.Асанов², <u>И.М.Скакова¹</u>

¹ Юргинский технологический институт Томского политехнического университета, ул. Ленинградская, 26, 652050, Юрга, тел. +7(913)8668405, e-mail: gradoboev1@mail.ru ²OAO «НИИПП», ул. Красноармейская, 99а, 634034, Томск

Светодиоды на основе InGaN и GaN (далее СД) широко используются в самых разнообразных электронных системах и по условиям эксплуатации могут подвергаться действию различных радиационных факторов, что предъявляет определенные требования к их радиационной стойкости. В настоящее время практически отсутствуют работы по исследованию влияния режима питания СД на их радиационную стойкость, при этом установлено, что наличие электрических полей может существенно влиять на скорость введения радиационных дефектов в различные полупроводниковые материалы [1].

Цель работы – исследование влияния режима питания СД на их стойкость к облучению быстрыми нейтронами и гамма-квантами ⁶⁰Со.

Объекты исследований – СД, изготовленные на основе субмикронных слоев InGaN и GaN с множественными квантовыми ямами (длина волны излучения $\lambda_1 = 455$ нм и $\lambda_2 = 520$ нм, соответственно). Отдельные кристаллы монтировались в стандартный корпус, при этом формировалась линза из оптического компаунда для обеспечения требуемой диаграммы направленности излучения СД. До и после облучения измеряли вольт-амперную (BAX), ваттамперную (BTAX) (в шаре) и вольт-фарадную характеристики (BФX), а также регистрировался спектр излучения СД. Облучение проводили до флюенсов нейтронов и дозы гамма-квантов, при которых мощность излучения падала до $P_F/P_0 \sim 0,01$ (P_0 и P_F – мощность излучения СД до и после облучения излучения D_{γ} , соответственно), что ограничивалось чувствительностью измерительной системы.

Облучение проводили в трех режимах питания СД:

- пассивный режим питания (пассив) контакты диода разомкнуты, при этом отсутствует разделение электронно-дырочных пар, генерируемых ионизирующим излучением во встроенных электрических полях;
- пассивный режим питания (пассив КЗ) контакты диода замкнуты (КЗ), при этом происходит разделение электронно-дырочных пар, генерируемых ионизирующим излучением во встроенных электрических полях;
- активный режим питания (актив) через СД протекает прямой рабочий ток, при этом происходит разделение электронно-дырочных пар, генерируемых ионизирующим излучением в активных (рабочих) слоях СД.

Предварительные исследования показали, что прозрачность используемого оптического компаунда практически не изменяется при облучении, что позволяет однозначно утверждать, что все изменение мощности излучения СД обусловлено только изменением характеристик его активного элемента.

Анализ полученных экспериментальных данных позволяет сделать вывод о том, что облучение не приводит к заметным изменениям электрофизических характеристик активного элемента СД, спектр излучения также остается без изменений и, следовательно, наблюдаемое снижение мощности излучения обусловлено только введением центров безизлучательной рекомбинации в активный элемент СД.

Ранее было установлено [2], что деградация мощности излучения исследуемых СД при облучении быстрыми нейтронами происходит в два этапа. На первом этапе происходит радиационная перестройка имеющейся дефектной структуры с образованием центров безизлучательной рекомбинации на основе комплексов [Mg-H]. На втором этапе деградация излучения СД напрямую связана с дефектами радиационного происхождения.

Исследования показали, что при облучении гамма-квантами ⁶⁰Со наблюдается идентичный механизм деградации, при этом максимальное снижение мощности излучения на первом этапе одинаково и не зависит от вида излучения для партии приборов, изготовленных из одной структуры. Это дополнительно подтверждает справедливость предположения о радиационной перестройке имеющейся дефектной структуры на первом этапе деградационного процесса.

Следует особо отметить, что различные партии кристаллов обнаруживают значительный

разброс по вкладу первого этапа деградации мощности излучения СД. В частности, максимальное снижение мощности излучения на первом этапе деградационного процесса изменялось в диапазоне от 0,95 до 0,1 от исходного значения мощности излучения СД для различных партий приборов. Эти результаты позволяют сделать вывод о необходимости введения входного контроля содержания Mg и/или комплексов [Mg-H] при изготовлении СД с требуемой радиационной стойкостью. Данная проблема также может быть устранена введением входного контроля радиационной стойкости.

Кроме того, установлено, что режим питания СД влияет на их стойкость к облучению, при этом степень различия зависит от уровня воздействия ионизирующего излучения. На первом этапе деградационного процесса наложение внешних и встроенных электрических полей приводит к снижению степени деградации мощности излучения СД. Это, в свою очередь, приводит к сдвигу степени воздействия, при которой наблюдается проявление второго механизма в область более высоких уровней. На втором этапе деградационного процесса наложение внешних и встроенных электрических полей приводит к ускорению деградационного процесса.

Термический отжиг в данном случае практически исключен, поскольку температура активной области СД не превышает 30 ⁰С. Кроме того, выдержка в рабочем (активном) режиме питания диодов после облучения в течение достаточно длительного времени не приводила к заметным изменениям мощности излучения.

Таким образом, полученные результаты позволяют предположить, что скорость введения радиационных дефектов в InGaN и GaN при облучении быстрыми нейтронами и гамма-квантами ⁶⁰Со зависит от наличия внешних или встроенных электрических полей, в которых происходит разделение электронно-дырочных пар, генерируемых ионизирующим излучением.

[1] В.Н.Брудный, В.В.Пешев, А.П.Суржиков, Радиационное дефектообразование в электрических полях: Арсенид галлия, фосфид индия, Новосибирск: Наука, 2001, 136с.

[2] А.В.Градобоев, А.А.Вилисов, П.В. Рубанов, И.А.Асанов, Тез. докладов 7-й Всероссийской конф. «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы» (Москва, МГУ, 1 – 3 февраля 2010г.), с. 207-208.

RADIATION RESISTANCE OF LEDS BASED ON InGaN AND GAN TO FAST NEUTRONS AND GAMMA-RAYS

A.V. Gradoboev^{1,2}, I.A. Asanov², <u>I.M. Skakova¹</u>

¹Yurga Technology Institute (branch) of Tomsk Polytechnic University, Leningradskaya str, 26, 652050, Yurga, phone. +7(913)8668405, e-mail: gradoboev1@mail.ru ²JSC «RISD», Krasnoarmeyskaja str., 99a, 634034, Tomsk

The research results of degradation of light-emitting diodes based on InGaN and GaN under irradiation by fast neutrons and gamma rays 60 Co are presented in dependence on operating mode at an irradiation.

The process of degradation is shown in two stages. In the first stage decrease of the light output power is caused by and due to reorganization of complexes [Mg-H], on the second - owing to introduction of the centers nonradiative recombination of purely radiative origin.

It is established, that operating mode of light-emitting diodes under irradiation effects on their stability, thus level and character of influence of operating conditions depends on the level of exposure to ionizing radiation. At the first stage of degradation process imposition of external and internal electric fields leads to decrease in the level of degradation of the light output power of LEDs. It, in turn, leads to shift in the level of exposure at which display of the second mechanism in area of higher levels is observed. At the second stage of degradation process imposition of the external and internal electric fields leads to acceleration of degradation process.

The thermal annealing in this case is practically excluded, because the temperature of active area of LEDs does not exceed 30° C. Besides, the exposition in operating mode of diodes after an irradiation did not lead to appreciable changes of radiation power during enough long time.

НАКАЧКА АКТИВНЫХ ЛАЗЕРНЫХ СРЕД ИЗЛУЧЕНИЕМ InGan ГЕТЕРОСТРУКТУР

<u>Е.В. Луценко¹</u>*, А.Г. Войнилович¹, А.В. Данильчик¹, Н.П. Тарасюк¹, Н.В. Ржеуцкий¹, В.З. Зубелевич¹, Г.П. Яблонский¹, С.В. Сорокин², И.В. Седова², С.В. Гронин², С.В. Иванов² ¹ Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси. Пр. Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь, тел. +375(017)2840419, *e-mail: e.lutsenko@ifanbel.bas-net.by;

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской Академии наук, Политехническая ул. 26, 194021 Санкт-Петербург, Россия

В последние годы наблюдается непрерывный рост мощности и снижение себестоимости InGaN лазеров. Многие фирмы (Nichia, Sharp, Sanyo, Sony) освоили промышленное производство "Blu-ray 8-12х" лазеров с диной волны 405 нм мощностью 300 – 450 мВт [1-4]. Прогнозируемая цена таких лазеров при покупке больших партий составляет около 20-40\$ [5]. Лазеры на длину волны 445 нм с мощностью излучения около 1 Вт вышли из стадии экспериментальных образцов и производятся промышленно [6]. Массовое применение таких лазеров, например, в DPL проекционных аппаратах [7], позволяет значительно уменьшить их стоимость до 30-50\$. Таким образом, в настоящее время можно говорить о повышении мощности при падении цен на InGaN лазеры до уровня, привлекательного для использования их в качестве источников накачки активных лазерных сред. Сборка излучения мощных лазеров с помощью волоконной оптики позволяет создать лазерные источники излучения с волоконным выводом излучения мощностью до 10 Вт [8]. В этом году компания Soraa Inc продемонстрировала лазеры на монолитном чипе мощностью 4 Вт [9]. Применение оптического усилителя позволило Sony поднять импульсную мощность лазерного диода до 100 Вт [10], что открывает новые возможности как для накачки активных сред, так и для конверсии лазерного излучения. То есть InGaN лазеры становится коммерчески выгодно использовать для накачки активных лазерных сред.

С другой стороны верхняя линейка "Royal Blue" коммерческих светодиодов приблизилась к КПД в 60% и с одного светодиода можно получить оптическую мощность около 0,5 или более 1 Вт при постоянном токе инжекции 0,35 или 0,7 А соответственно [11-12] при стоимости около 3,5\$ [13]. Это создает условия для коммерческого использования поперечной светодиодной накачки активных лазерных сред и, как следствие, для резкого падения стоимости твердотельных лазеров. Кроме того, более высокая стабильность излучения светодиодов по сравнению со стабильностью лазеров, а тем более второй гармоники твердотельного лазера, принципиально позволяет производить лазеры с высокой стабильностью выходного излучения (энергией импульса), что резко увеличивает их коммерческую стоимость.

К наиболее ярким результатам, полученным с применением накачки InGaN лазеров, можно отнести: создание ультрафиолетового лазера за счет удвоения частоты в нелинейном кристалле [14]; создание фемтосекундного осциллятора на основе Al₂O₃:Ti⁺³ [15]. Накачка InGaN светодиодами позволила получить генерацию в полимерных средах [16]. Данные результаты показывают, что мощности 1 Вт излучения InGaN лазеров уже достаточно для создания твердотельных лазеров, а использование светодиодов, принципиально позволяет создавать дешевые лазеры со сверхстабильной накачкой. Однако для надежной работы таких устройств и получения коммерчески привлекательных решений необходимы полупроводниковые лазеры с мощностью выходного излучения 2-40 Вт, а также светодиоды, способные эффективно излучать при повышенных плотностях тока инжекции и температурах. Создание таких лазеров и является в настоящее время актуальной и коммерчески значимой задачей.

Одной из актуальных задач, стоящих в настоящее время, является задача создания компактных зеленых лазеров для мультимедиа и телевизионных проекторов в том числе "пикопроекторов". Обычно лазерное излучение в зеленой области спектра получают удвоением частоты излучения Nd-YAG лазера, накачиваемого излучением полупроводникового лазерного диода, или удвоением излучения непосредственно полупроводникового лазера. Коэффициент эффективности удвоения частоты составляет примерно 0.3-0.6, причем для больших значений коэффициентов удвоения применяются достаточно дорогие решения (PPLN). Создание инжекционных InGaN зеленых лазеров столкнулось с большими трудностями. Поэтому альтернативным путем может являться создание оптически накачиваемых лазеров на квантовых ямах и точках ZnCdSe излучением фиолетового-синего InGaN лазерного диода [17].

В настоящее время нами созданы оптически накачиваемые ZnCdSe лазеры с внутренней квантовой эффективностью более 80% (рис. 1.а), что принципиально позволяет получить эффективности больше, чем при удвоении частоты. На рисунке 1,6 представлены выходная мощность и квантовая эффективность ZnCdSe лазера при накачке излучением импульсного (т=50

нс, λ =516 нм) инжекционного лазера. Как видно из рисунков, полученная в зеленой области спектра максимальная мощность излучения (150 мВт) и максимальная квантовая эффективность (25%) были ограничены только мощностью возбуждающего лазера. Дальнейшее повышение мощности инжекционного лазера накачки приведет к улучшению этих характеристик до конкурентоспособного уровня.



Рис. 1. Зависимость обратной дифференциальной квантовой эффективности от длины резонатора (а); выходной мощности (б) и внешней квантовой эффективности (в) ZnCdSe лазеров от мощности накачки инжекционного InGaN лазера.

Для определения максимальных выходных параметров такого лазера было проведено его исследование при возбуждении излучением азотного лазера. Показано, что максимальная мощность излучения ограничена примерно 20 Вт импульсной мощности при ширине полоски возбуждающего излучения порядка 100-200 мкм. Установлено, что предельно допустимые уровни мощности излучения обусловлены катастрофической деградацией за счет собственного внутреннего лазерного излучения. Исследована топология дефектов, обсуждаются возможные механизмы катастрофической деградации.

Для выяснения возможностей светодиодного возбуждения, перспективного для накачки активных лазерных сред, исследовались светодиоды и светодиодные чипы при токах инжекции гораздо выше номинальных. Были исследованы светодиоды при импульсном наносекундном возбуждении, а также светодиоды и светодиодные чипы в непрерывном режиме возбуждения при охлаждении хладагентом непосредственно светодиодного чипа.

Показано, что при импульсном наносекундном (несколько наносекунд по полувысоте возбуждающего импульса) возбуждении возможна инжекция носителей с током порядка нескольких десятков ампер без наблюдаемой деградации. Необходимо отметить, что насыщения интенсивности излучения не наблюдалось даже при максимальных (~ 50 А) токах инжекции. При таком возбуждении длительность на полувысоте оптического импульса электролюминесценции превышает длительность возбуждающего импульса, что объясняется наличием внутренних встроенных электрический полей на InGaN/GaN гетерограницах светодиодной гетероструктуры, приводящих к пространственному разделению неравновесных носителей заряда и, как следствие, к увеличению значительному ИХ времени жизни. Исследовались также кинетика электролюминесценции и кинетики напряжения прямого смещения при подаче на светодиод ступеньки тока. Было показано, что разогрев светодиодного чипа относительно подложки происходит в микросскундном диапазоне, а дальнейший нагрев активной области светодиода связан с разогревом его корпуса и теплоотвода.

Для более эффективного отвода тепла от светодиодного чипа при его непрерывном возбуждении была предложена конструкция светодиода с непосредственным жидкостным охлаждением светодиодного чипа. Были собраны макеты таких светодиодов на основе чипов Bridgelux и стандартных одноваттных корпусов светодиодов. Оценка теплового сопротивления такого светодиода по падению напряжения прямого смещения при фиксированном токе инжекции составила порядка 2 К/Вт. Зависимость относительной интенсивности излучения от тока инжекции значительно превзошла показатели для светодиодов rebel. Был изготовлен макет светодиодной линейки из трех синих светодиодов rebel с замкнутым контуром жидкостного охлаждения. Для непосредственного охлаждения чипа силиконовая линза демонтировалась. Поэтому, хладоагент в замкнутом контуре охлаждал не только корпус светодиода, но и непосредственно светодиодный чип. Оценка теплового сопротивления светодиодной линейки с замкнутым контуром охлаждения светодиода по смещению спектра электролюминесценции при импульсном и непрерывном возбуждении составила порядка 2 К/Вт относительно окружающей среды. Линейка стабильно функционировала при повышенном токе инжекции (~4-5A), в несколько раз превышающем максимальный (1 A), вплоть до закипание хладоагента.

Таким образом, получена генерация мощностью 150 мВт на длине волны 540 нм с квантовой эффективностью 25 % при накачке излучением InGaN лазерного диода ZnCdSe гетероструктур. Исследованы, перспективные для накачки лазерных активных сред, светодиоды при импульсном возбуждении. Предложены методы активного жидкостного охлаждения светодиодов, перспективные для непрерывной накачки лазерных активных сред.

- [1] http://techon.nikkeibp.co.jp/english/NEWS_EN/20070221/128007/
- [2] http://techon.nikkeibp.co.jp/english/NEWS EN/20080324/149350/?P=1
- [3] http://techon.nikkeibp.co.jp/article/HONSHI/20081230/163438/
- [4] http://techon.nikkeibp.co.jp/english/NEWS EN/20100928/185961/
- [5] http://techon.nikkeibp.co.jp/english/NEWS EN/20100430/182301/
- [6] http://www.nichia.co.jp/specification/en/product/ld/NDB7352-E.pdf
- [7] http://www.casio.com/products/Projectors/Green_Slim_Projectors/
- [8] http://www.nichia.co.jp/specification/en/product/ld/NUV101E-E.pdf
- [9] http://www.semiconductor-today.com/news_items/2011/JAN/SORAA_260111.htm

[10] R. Koda, T. Oki, T. Miyajima, H. Watanabe, M. Kuramoto, M. Ikeda, and H. Yokoyama. Appl. Phys. Lett. 97, 021101 (2010)

[11] http://www.cree.com/products/xlamp_xpe.asp

- [12] http://www.philipslumileds.com/products/luxeon-rebel/luxeon-rebel-color#royalblue
- [13] http://light.rtcs.ru/catalog/detail.php?ID=208660
- [14] T. Nishimura, K. Toyoda, M. Watanabe and S.Urabe. Jpn. J. Appl. Phys. 42, 5079-5081 (2003).
- [15] P. W. Roth, A. J. Maclean, D. Burns, and A. J. Kemp. CLEO 2010, San Jose, CA., OSA Technical Digest (CD), paper CMNN1.
- [16] Y. Yang, G. A. Turnbull, I. D. W. Samuel. Appl. Phys. Lett. 92, 163306 (2008)

[17] E.V. Lutsenko, S.V. Sorokin, I.V. Sedova, A.G. Vainilovich, N.P. Tarasuk, V.N. Pavlovskii, G.P. Yablonskii, S.V. Gronin, P.S. Kop'ev, S.V. Ivanov. Phys. Stat. Sol. B. 247, 1557–1560 (2010).

PUMPING LASER ACTIVE MEDIA BY EMISSION OF InGaN HETEROSTRUCTURES

<u>E.V. Lutsenko</u>^{1*}, M.V. Rzheutski¹, A.G. Vainilovich¹, A.V. Danilchyk¹, N.P. Tarasuk¹,
 V.Z. Zubialevich¹, G.P. Yablonskii¹, S.V. Sorokin², I.V. Sedova², S.V. Gronin², S.V. Ivanov²
 ¹ Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Nezalezhnasti Ave, 68, Minsk 220072, Belarus, Беларусь, тел. +375(017)2840419, e-mail: <u>e.lutsenko@ifanbel.bas-net.by;</u>

² Ioffe Physico-Technical Institute of RAS, Polytekhnicheskaya 26, St. Petersburg 194021, Russia.

Possibilities of InGaN LDs and LEDs for laser active media pumping are discussed. Laser action was achieved at wavelength of 540 nm with power of 150 mW and quantum efficiency of 25% under pumping of ZnCdSe heterostructures by emission of InGaN laser diode. Light emitting diodes promising for pumping of laser active media were investigated at pulsed excitation. Methods of active liquid cooling of light emitting diodes perspective for continuous pumping of laser active media have been proposed.

НИЗКОЧАСТОТНЫЙ ШУМ В ПОДВЕРГНУТЫХ ДЕГРАДАЦИИ InGaN/GaN СИНИХ СВЕТОДИОДАХ

<u>Е.И. Шабунина</u>*, Н.М. Шмидт, А.Е. Черняков, П.В. Петров, М.Е. Левинштейн, Н.С. Аверкиев

Физико – технический институт им. А.Ф. Иоффе. Политехническая, 26, 194021, С - Петербург, тел. +7(812)2927155, e-mail: jenni-85@mail.ru;

Проблема деградации синих InGaN/GaN светодиодов все еще остается весьма актуальной, т.к. несмотря почти на 20-летние усилия исследовательских групп ведущих промышленных стран мира, так и не удалось установить причины непредсказуемого выхода из строя мощных светодиодов на основе InGaN/GaN и разработать общепринятую модель, адекватно описывающую процесс деградации.

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 [1]. В работе [2] исследование низкочастотного шума в синих InGaN/GaN светодиодах позволило показать, что канал безизлучательной рекомбинации, связанный с системой протяженных дефектов, может препятствовать развитию процесса излучательной рекомбинации в таких диодах. В настоящей работе изучен низкочастотный шум в исходных и подвергнутых старению синих InGaN/GaN светодиодах и проанализированы особенности связи между характером низкочастотного шума и изменением квантовой эффективности в процессе деградации.

Исследования проводились на InGaN/GaN на коммерческих светодиодах с внешней квантовой эффективностью 35-45%, а также на светодиодах, выращенных в ЗАО «Светлана-Оптоэлектроника». До деградации максимальные значения η достигались в диодах обоих типов при значениях плотности тока $j \sim 2-5$ A/cm²

Основной режим старения, выбранный для исследования деградационных процессов, состоял в пропускании через диодные структуры повышенной плотности тока j = 35 A/cm² при температуре *p-n* перехода 100⁰C. Длительность процесса старения составляло от 100 часов до нескольких тысяч часов. После каждого этапа старения измерялись вольтамперные характеристики светодиодов в диапазоне токов 10⁻¹³ – 1 A, зависимости η от плотности тока и спектральная плотность низкочастотного шума в интервале частот 1 Hz < f < 50 kHz в диапазоне плотностей токов $10^{-3} - 10^2$ A/cm².

Для диодов обоих типов во всем исследованном диапазоне плотностей тока, как в допороговой области, так и в области интенсивной генерации света, спектральная зависимость шума была близка к зависимости $S_I \sim 1/f$ (фликкер шум) как до, так и после деградации.

На Рис. 1 представлены нормированные на площадь диода A зависимости спектральной плотности токовых шумов от плотности прямого тока. До деградации (Кривая 1) в области плотностей тока j от $j \sim 10^{-2}$ A/cm², соответствующих началу излучательной рекомбинации, до значений $j \sim 10$ A/cm², превышающих значения плотности тока j_{max} , при которых η достигает максимума, шум очень слабо зависит от протекающего тока.

У всех светодиодов в результате старения наблюдается сильный рост шумов, особенно заметный в области плотности токов $j \sim 10^2$ A/cm², соответствующих началу излучательной рекомбинации. Характерной особенностью зависимостей $S_I(j)$, насколько нам известно, никогда не наблюдавшейся в шумовых спектрах GaAs/GaAlAs светодиодов, является спад уровня шума с ростом плотности тока в области 10^{-2} A/cm² $\leq j \leq j_{max}$.

Для светодиодов с наиболее выраженной деградацией значений внешней квантовой эффективности характер токовой зависимости плотности шума качественно аналогичен кривым 2-3, однако уровень шума возрастает значительно сильнее (Кривая 4). В области плотностей токов 10^{-2} A/cm² $\leq j \leq j_{max}$. значения спектральной плотности шума возрастают в результате старения на ~5 порядков.

Чрезвычайно характерной особенностью шумовых спектров, представленных на рис. 1, является наличие участков, на которых плотность шума возрастает по закону $S_I \sim I^3$ (кривая 2) и $S_I \sim I^4$ (кривая 4) при средней плотности тока $\sim 10^{-3} - 10^{-2}$ А/ст². Рост плотности шума с возрастанием тока быстрее, чем по закону $S_I \sim I^2$, как правило, свидетельствует о генерации протекающим током новых дефектов [3]. Генерация дефектов, как правило, происходит в условиях весьма большой плотности тока и обусловленного ею перегрева [3]. Между тем, *средняя* плотность тока на участках,

где наблюдаются зависимости $S_I \sim I^3$ и $S_I \sim I^4$, крайне мала. Таким образом, наблюдающиеся зависимости $S_I \sim I^3$ и $S_I \sim I^4$ свидетельствуют об очень сильном локальном перегреве.

Неоднородность протекания тока увеличивается по мере увеличения времени старения и наиболее ярко выражена в светодиодах, изменивших значения η в максимуме на 20 % в процессе старения, а также для светодиодов, испытавших электростатический пробой. Локальный характер развития деградационного процесса подтверждается, также, появлением шунтов на зависимости дифференциального сопротивления от *j* с уменьшением значений η светодиодов в процессе старения (Рис. 2). Полученные результаты убедительно подтверждают ранее установленный локальный характер деградации с участием системы протяженных дефектов [4,5].

Именно невоспроизводимость системы протяженных дефектов в InGaN/GaN светодиодных структурах и обусловленный ими локальный перегрев может быть причиной непредсказуемого течения деградационного процесса.





Рис. 1. Зависимости спектральной плотности токовых шумов, нормированных на площадь диода А, от плотности прямого тока до (кривая 1) и после деградации (кривые 2-4). Кривые 2 и 3 показывают зависимости $S_I \times A(j)$ после 280 часов (кривая 2) и после 1000 часов (кривая 3) старения. Кривая 4 построена для другого диода с максимальной деградацией после 1000 часов старения. Вертикальные линии показывают значения плотности тока j_{max} , при которой η достигает максимума

Рис. 2. Зависимость дифференциального сопротивления от плотности тока для исходных светодиодов (1) и после старения в течение 1000 часов (2), 5000 часов (3).

Работа поддержана РФФИ (грант 11-02-00013-а) и программой «УМНИК».

[1] S. Bychikhin, D. Poganya, L. K. J. Vandamme, G. Meneghesso, E. Zanoni. J. Appl. Phys. 97, 123714 (2005).

[2] N. Shmidt, A. Besyul'kin, M. Dunaevsky et al. J. Phys: Cond. Matter., 14, 13025 (2002).

[3] Г.П. Жигальский. УФН, 173, 465 (2003).

[4] G. Meneghesso, M. Meneghini and E. Zanoni, J.Phys.D:Appl. Phys, 43, 354007 (2010).

[5] A.V. Kamanin et al. Phys. stat. sol. (c). 3, 2129-2132 (2006).

LOW FREQUENCY NOISE IN DEGRADED BLUE InGaN/GaN LEDs

E.I. Shabunina*, N.M. Shmidt, A.E. Chernyakov, P.V. Petrov, M.E. Levinshtein, N.S. Averkiev

Physical – Technical Institute. Polytekhnicheskaya, 26, 194021, St Petersburg,

phone. +7(812)-292-7155, e-mail: jenni-85@mail.ru;

Low frequency noise has been measured in blue InGaN/GaN virgin and aged light emitting diodes. The data obtained allow us to conclude that degradation of these diodes is caused by local overheating in narrow channels connected with a system of extended defects. The physical reasons of degradation have been discussed.

КАТАСТРОФИЧЕСКАЯ ДЕГРАДАЦИЯ ЛАЗЕРОВ С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ InGan/Gan на кремнии

 <u>В. 3. Зубелевич^{1,*}</u>, Е. В. Луценко¹, Г. П. Яблонский¹, А. С. Шуленков², Н. Kalisch³, М. Неикеn⁴
 ¹Институт физики НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072, Минск, Беларусь тел: +375(17)2949025, *э-почта: v.zubialevich@ifanbel.bas-net.by;
 ² Минский НИИ радиоматериалов, ул. Кижеватова, 86, 220024, Минск, Беларусь
 ³GaN Device Technology, RWTH University, Sommerfeldstr. 24, D-52074 Aachen, Germany
 ⁴AIXTRON SE, Kaiserstr. 98, 52134, Herzogenrath, Germany

Достижение высоких выходных мощностей инжекционных лазеров на основе InGaN ограничивается внезапным и резким выходом их из строя в результате катастрофической деградации [1, 2]. Наиболее частому разрушению лазерного диода при этом подвергаются зеркала его резонатора [3], особенно если в их качестве используются многослойные диэлектрические покрытия [4]. В [2, 5] было показано, что катастрофическая деградация торцов резонатора может быть подавлена при использовании контакта, не доходящего до зеркала резонатора на несколько десятков микрометров. Порог катастрофической деградации при этом возрастает, однако до какой величины, а также о причинах и характере разрушений при внезапном выходе из строя усовершенствованных лазеров не сообщается. Ранее [6] нами было показано, что в случае импульсной оптической накачки с длительностью 8 нс катастрофическая деградация приводит к разрушению, как правило, не зеркал, а активной области резонаторов с образованием в них дефектных участков с низкой эффективностью люминесценции, наблюдающихся в форме темных пятен. Было показано, что причиной этих разрушений является высокая плотность мощности собственного лазерного излучения. В данной работе результаты дополняются микроскопическим исследованием, позволившим установить природу наблюдаемых тёмных пятен и прояснить механизм внезапной деградации наших лазеров.

Образцы гетероструктур с квантовыми ямами InGaN/GaN были выращены на кремниевых подложках по технологии химического осаждения из газовой фазы металлоорганических соединений на оборудовании и сотрудниками фирмы AIXTRON (ФРГ). Зеркала резонаторов формировались путём скалывания. В качестве источника оптического возбуждения использовался импульсный азотный лазер ($\lambda = 337.1$ нм, v = 400 Гц, $\tau_{имп} = 8$ нс). Возбуждение осуществлялось в геометрии "полоской", излучение регистрировалось с торца образца с помощью спектрографа, оснащённого ПЗС линейкой. Измерение энергии выходных импульсов лазерных структур проводилось в абсолютных единицах прибором Laser-Probe RM-3700. Микроскопия повреждённых участков осуществлялась сканирующим электронным микроскопом SUPRATM 40 (Carl Zeiss AG).

С повышением уровня возбуждения $I_{возб}$ спектр генерации смещался в длинноволновом направлении (рис. 1) из-за разогрева активной области. Максимальная средняя по участвующему в генерации объёму активной области температура разогрева не превышала нескольких десятков градусов. При значительном превышении $I_{возб}$ над порогом генерации $I_{пор}$ в лазерах с высокой выходной мощностью собственного излучения происходило одномоментное и необратимое ухудшение лазерных характеристик (рис. 2, кривая *A*). Возбуждающее излучение не приводит к деградации, если генерация не возникает (фокусировка «в точку», рис. 1, кривая *Б*) или если мощность собственного излучения не достигает критического значения (лазер с более



Рис. 1. Спектры генерации InGaN-лазера в зависимости от $I_{\rm воз6}$



Рис. 2. Мощность генерации (А, В) и интенсивность ФЛ (Б) в зависимости от I_{возб}

низкой дифференциальной эффективностью генерации, рис. 1, кривая *B*). Порог деградации в лучших образцах превысил 25 Вт с одного торца при ширине возбуждающей полоски 200 мкм.

Дефектные участки, образующиеся при деградации, видимы невооружённым глазом, как локальная потеря зеркальности поверхности активной области лазера. Для установления микроскопической структуры возникающих дефектов деградировавший образец был исследован методом сканирующей электронной микроскопии. На рис. 3 представлены микроэлектронографии повреждённых областей. Из рис. 3, а видно, что области повреждения изолированны. При достаточном разрешении (рис. 3, б) видно, что в результате катастрофической деградации происходит испарение с расплавлением отдельных участков гетероструктуры.



Рис. 3. Электронографии повреждённых участков активной области катастрофически деградировавшего лазера на основе гетероструктуры с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN. Высота левого рисунка – 20 мкм, правого – 1.5 мкм

Мы представляем происходящее в момент деградации следующим образом: собственное излучение лазера поглощается некоторыми дефектами, случайно распределёнными в объёме материала, выделяющееся при этом тепло успевает рассеиваться при небольшой плотности мощности собственного излучения. Однако при достижении определённого её уровня нагрев оказывается достаточно сильным, чтобы активизировать дополнительные центры безызлучательной рекомбинации и/или локально сузить запрещённую зону материала, что приводит к дополнительному поглощению и выделению тепла. Возникшая положительная обратная связь и приводит к быстрому чрезмерному разогреву вплоть до расплавления материала и распространению повреждения, главным образом, вдоль оси резонатора (горизонтальное направление на рис. 3). Деградировавшие таким образом области вносят оптические потери, подавляющие генерацию.

- [1] S. Nagahama, Proc. of European\Phase Change and Ovonics Symposium (Grenoble, France, May 29-31, 2006), online: http://www.epcos.org/library/papers/pdf_2006/pdf_Invited/Nagahama.pdf.
- [2] O. H. Nam, K. H. Ha, H. Y. Ryu, et al., Proc. of SPIE Vol. 6133, 61330N (2006)
- [3] S. Tomiya, O. Goto, M. Ikeda, Proc. of SPIE Vol. 6894, 68940N, (2008)
- [4] L. Marona, P. Wisniewski, P. Prystawko, et al., Proc. of SPIE Vol. 6184, 61840G (2006).
- [5] L. Marona, P. Wiśniewski, M. Leszczyński, et al., Proc. of SPIE Vol. 6894, 68940R, (2008)

[6] В. З. Зубелевич, Изв. НАНБ. Сер. физ.-мат. наук №5, 75 (2006).

CATASTROPHIC OPTICAL DAMAGE OF OPTICALLY PUMPED LASERS BASED ON InGaN/GaN MQW HETEROSTRUCTURES ON SILICON

V. Z. Zubialevich^{1*}, E. V. Lutsenko¹, G. P. Yablonskii¹, A. S. Shulenkov², H. Kalisch³, M. Heuken⁴

¹ Institute of Physics of NAS of Belarus, Nezalezhnasci ave., 68, 220072, Minsk, тел: +375(17)2949025,* v.zubialevich@ifanbel.bas-net.by; ² Minsk Research Institute of Radiomaterials, Kizhevatova str., 86, 220024, Minsk ³GaN Device Technology, RWTH University, Sommerfeldstr. 24, D-52074 Aachen, Germany

⁴AIXTRON SE, Kaiserstr. 98, 52134, Herzogenrath, Germany

Sudden breakdown of optically pumped lasers based on InGaN/GaN MQW heterostructures grown on silicon is studied. Catastrophic optical damage at high output power (16-25 W from each edge of a 200 μ m wide cavity) is shown to be responsible for the degradation. It leads to formation of dark spots inside the active region rather than deterioration of the cavity mirrors. Scanning electron microscopy allowed finding that degraded regions are manifolds of striae of material melt from the cavity.
ПРИЧИНЫ НЕОДНОЗНАЧНОГО РАЗВИТИЯ ДЕГРАДАЦИОННОГО ПРОЦЕССА В СИНИХ InGaN/Gan СВЕТОДИОДАХ

<u>H.M. Шмидт</u>¹*, Н.С. Аверкиев¹, Д.А. Бауман², А.Л. Закгейм³, М.Е. Левинштейн¹, П.В. Петров¹, А.Е. Черняков¹ Е.И. Шабунина¹

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

e-mail:Natalia.Shmidt@mail.ioffe.ru;

² ЗАО «ЭПИ-ЦЕНТР». Пр. Энгельса, 27, 194156, Санкт-Петербург;

³ НТЦ микроэлектроники РАН. Политехническая ул. 26, 194021, Санкт-Петербург.

В последние несколько лет проблема деградации синих InGaN/GaN светодиодов (СД) встала наиболее остро, в связи с развитием в разных странах мира государственных программ по созданию твердотельного энергосберегающего освещения. Проблема эта усугубляется особенностями развития деградационного процесса в этих СД. Как правило, наблюдается три сценария развития этого процесса на СД незначительно отличающихся между собой по значениям внешней квантовой эффективности (η): а) традиционный (снижение η с ростом времени старения после 1000 часов);б) рост η , преимущественно в первые 100-1000 часов, а затем снижение η ; в) резкое падение η при временах меньше 1000 часов [1]. Эта неоднозначность результатов старения СД с одинаковыми исходными параметрами не нашла общепринятого объяснения и привела к дискуссиям относительно методов прогнозирования надежности СД.

В данной работе были исследованы коммерческие СД с η - 40-45%, в процессе ресурсных испытаний в следующем режиме: плотность тока 35А/см² при температуре 100С, время наработки от 100 до нескольких тысяч часов. Наблюдались все три сценария развития деградационного процесса. Причем для всех трех характерно усиление неоднородности протекания инжекционного тока по мере увеличения времени работы, появление областей локального перегрева. Эти особенности выяснены при исследовании низкочастотного шума в этих СД (соответствующие экспериментальные результаты приведены в докладе Е.И. Шабуниной) Наблюдаемые явления согласуются с ранее установленным локальным развитием деградационного процесса и миграцией индия в системе протяженных дефектов [1, 2]. В данной работе показано, что вероятность развития процесса по сценарию в) наиболее высока на исходных СД, испытавших электростатический пробой при сборке или измерениях, и имеющих в результате повышенные токи утечки при смещениях меньше 2B и небольшие изменения значений η , меньше 10%. Кроме того, вероятность развития такого сценария повышена на СД с «преждевременным включением», т.е. началом излучательной рекомбинации при напряжениях на 0.3-0.4 В меньших, чем напряжение, соответствующее энергии фотонов в максимуме спектра электролюминесценции (ЭЛ). Известно, что в СД на основе традиционных А³В⁵ «преждевременное включение» типично для СД с паразитными р-п переходами с меньшей, чем у всего СД высотой потенциального барьера и

меньшей площадью [3]. Для СД на основе InGaN/GaN, это означает присутствие некоторой доли областей твердого раствора с повышенным содержанием In . Показано, что этот признак не является 100% основанием для заключения о потенциальной ненадежности таких СД. Более однозначные выводы можно сделать по результатам старения таких СД после первых 100 часов работы при плотности тока 35А/см² и температуре 100° С. На части СД после работы в этом режиме наблюдается сдвиг максимума η (I) в сторону больших токов и уменьшение η (Puc.1 кривая 2), по сравнению с исходной зависимостью (Рис.1а кривая 1). При этом в области рабочих токов 200-350 мА никаких заметных изменений п не наблюдается (Рис.1a, кривые 1 и 2). В тоже время, на спектрах электролюминесценции (ЭЛ) этих СД при малых уровнях инжекции 0.1 мА появляется широкая полоса с максимумом при λ = 600 нм (Рис.1b кривая 2), которая отсутствовала в исходных СД (Рис.1, b кривая 1). При увеличении времени наработки таких СД до 1000 часов интенсивность этой полосы увеличивается (Рис. 1, b,кривая 3) и наблюдается падение значений η не только в максимуме, но и при рабочих токах (Рис.1a, кривая 3). Следует отметить, что на этих СД с увеличением уровня инжекции, начиная с 1 мА, интенсивность ЭЛ основной полосы при 450нм на порядки превосходит интенсивность длинноволновой полосы, хотя последняя, также как основная растет с ростом уровня инжекции. Поученные результаты позволяют предполагать, что в отдельных латеральных неоднородностях твердого раствора происходит миграция In, с его накоплением в областях, обогащенных собственными дефектами. Для большей части СД с « преждевременным включением» деградационный процесс развивается по сценариям a) и б) и снижение значений η наблюдается при временах существенно, превышающих 1000 часов. При этом с началом заметного изменения *п* в ЭЛ спектрах также появляется при малых уровнях инжекции длинноволновая полоса, но ее интенсивность в несколько раз меньше, чем на кривой 2 Рис.1а. Таким образом, ускоренное старение связано по-видимому , со степенью равновесности и упорядоченности (Δ) твердого раствора[2]. Ранее было показано ,что по мере ухудшения Δ наноматериала СД структур скорость развития деградационного процесса повышается в десятки раз [2], подобный эффект наблюдали в [1] при снижении скорости роста твердого раствора.

Таким образом, разная степень равновесности и ∆ твердого раствора InGaN, неоднородное протекание инжекционного тока, локальные перегревы, приводящие к миграции In, как в системе протяженных дефектов, так и между латеральными неоднородностями состава InGaN являются причинами неоднозначного развития деградационного процесса синих InGaN/GaN CД, и осложняют прогнозирование срока службы и моделирование этого процесса.



а

Рис.1. Зависимости внешней квантовой эффективности от инжекционного тока СД (а) и спектры электролюминесценции этих же СД (b) до (1) и после разных временных интервалов процесса старения:2 – 100 часов, 3- 1000 часов.

Работа поддержана РФФИ грант 11-02-00013-а; Шабунина Е.И. благодарит за поддержку программу «УМНИК».

[1] G. Meneghesso, M. Meneghini and E. Zanoni, J.Phys.D:Appl. Phys, 43, 354007 (2010).

[2] A.V. Kamanin et al. Phys. stat. sol. (c). **3**, 2129-2132 (2006).

[3] Ф.Е.Шуберт «Светодиоды» (перевод под ред. Юновича А.Э., Москва, Физматлит, 2008) 384.

THE REASONS OF AN AMBIGUOUS EVOLUTION OF DEGRADATION PROCESS IN BLUE InGaN/GaN LEDs

<u>N.M. Shmidt¹*</u>, D.A.Bauman², N.S. Averkiev¹, A.E. Chernyakov³, M.E. Levinshtein¹, P.V. Petrov¹, A.L.Zakheim³, E.I. Shabunina¹

¹A. F. Ioffe Physico-Technical Institute, RAS, 194021 St. Petersburg, <u>Natalia.Shmidt@mail.ioffe.ru</u>;
² ZAO «EPY-CENTRE». Av. Engelsa, 27, 194156, St.Petersburg;
³Submicron Heterostructures for Microelectronics Research & Engineering Center, RAS, Polytechnicheskaya 26, 194021, St.Petersburg,

Degradation of InGaN/GaN LEDs with high external quantum efficiency 40-45% subjected to lifetime testing at current density 35A/cm² and 100⁰C during the period to several thousand hours has been investigated. The reasons of an ambiguous evolution of degradation process is related with degree of ordering and nonequilibrium of InGaN solid solution, as well as current crowding and local overheating resulting in In migration through extended defect system and lateral inhomogeneity of InGaN layers.

ДИСЛОКАЦИИ НЕСООТВЕСТВИЯ И РЕЛАКСАЦИЯ МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ В ПОЛУПОЛЯРНЫХ III-НИТРИДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

A.E. Pomano6^{*1}, E.C. Young², F. Wu², J.S. Speck²

¹Физико-технический институт РАН. Политехническая ул., 26, 194021, Санкт-Петербург, тел.: +7(812)2927304, e-mail: aer@mail.ioffe.ru ² Materials Department, University of California, Santa Barbara, CA 93106, USA

В последнее время были предприняты значительные усилия для выяснения механизмов роста и физических свойств неполярных и полуполярных III-нитридных слоев, для которых ось с вюрцитной кристаллической структуры наклонена по отношению к поверхности роста [1]. Было показано, что эпитаксиальные слои GaN и других III-нитридных соединений, выращенные в неполярной или полярной ориентациях, могут служить основой для различных электронных и оптоэлектронных приборов, например, голубых длинноволновых, зеленых и желтых светоизлучающих диодов (СИД) и лазерных диодов (ЛД) [2.3]. Неполярные и полуполярные III-нитридные слои способны снижать или полностью устранять проявления квантового эффекта Штарка, ответственного за «синее» смещение в длине волны и снижение излучательной эффективности полярных конфигураций [1]. Недавно были предложены СИД и ЛД полуполярные Ш-нитридные гетероструктуры, включающие когерентные Al_xGa_{1-x}N и In_yGa_{1-y}N слои [4,5], которые оказываются упруго-деформированными из-за наличия решеточного несоответствия є между AIN (InN) и GaN величиной 0.04 (0.11). Кроме влияния на электрические свойства посредством наведенной пьезоэлектрической поляризации, упругие деформации (и связанные с ними механические напряжения) вызывают релаксационные явления в гетероструктурах, приводящие к образованию различных дефектов, например, дислокаций, микротрещин, морфологических неустойчивостей ростового процесса и т.д. Представляемая работа посвящены анализу механизмов релаксации механических напряжений в полуполярных III-нитридных слоях.

Рассмотрено поведение дислокаций и релаксация напряжений в полуполярных слоях $Al_xGa_{1,x}N$ и $In_yGa_{1,y}N$, выращенных на {hh-2hm} и {h0-hm} полуполярных плоскостях GaN подложек. Показано, что сдвиговые напряжения, действующие в наклоненной базисной плоскости (0001), в данной геометрии оказываются ненулевыми. Это приводит к инициации релаксационных процессов в полуполярных гетероструктурах, осуществляемых с помощью сдвига в базисной системе скольжений <-1-120>(0001) и образования дислокаций несоответствия (ДН) с векторами Бюргерса типа a/3 <-1-120> на гетерогранице. Проведены расчеты критической толщины гетерослоев для возникновения ДН, а также равновесного расстояния между ДН, соответствующего полной релаксации. Показано, что нормальная к гетерогранице компонента вектора Бюргерса ДН вызывает разориентацию кристаллической решетки слоя по отношению к GaN подложке. Рассчитанные величиы разориентации состовляют 0.62° и 0.67° для $Al_{0.20}Ga_{0.80}N$ и $In_{0.07}Ga_{0.93}N$ гетерослоев, находящихся на полуполярной плоскости (11-22) GaN. Полученные модельные результаты сравниваются и находят подтверждение в экспериментальных результатах [6,7] по наблюдению ДН и решеточной разориентации в полуполярных III-нитридных гетерослоях.

[1] Nonpolar and Semipolar Group III Nitride-Based Materials, J.S. Speck and S.F. Chichibu Eds., MRS Bulletin **34** (2009).

[2] M.C. Schmidt, K.-C. Kim, R. M. Farrell, D.F. Feezell, D.A. Cohen, M. Saito, K. Fujito, J.S. Speck, S.P. DenBaars, and S. Nakamura, Jpn. J. Appl. Phys. 46 (2007) L190.

[3] Y. Enya, Y. Yoshizumi, T. Kyono, K. Akita, M. Ueno, M. Adachi, T. Sumitomo, S. Tokuyama, T. Ikegami, K. Katayama, and T. Nakamura, Appl. Phys. Express **2** (2009) 08210.

[4] D.S. Sizov, R. Bhat, J. Napierala, C. Gallinat, K. Song, and C.-E. Zah, Appl. Phys. Express 2, 071001 (2009).

[5] A. Tyagi, R.M. Farrell, K.M. Kelchner, C.Y. Huang, P.S. Hsu, D.A. Haeger, M.T. Hardy, C. Holder, K. Fujito, D.A. Cohen, H. Ohta, J.S. Speck, S.P. DenBaars, and S. Nakamura: Appl. Phys. Express 3, 011002 (2010).

[6] E.C. Young, F. Wu, A.E. Romanov, A. Tyagi, C.S. Gallinat, S.P. DenBaars, S. Nakamura, and J.S. Speck, Appl. Phys. Express **3**, 011004 (2010).

[7] F. Wu, A. Tyagi, E.C. Young, A.E. Romanov, K. Fujito, S.P. DenBaars, S. Nakamura, and J.S. Speck, J. Appl. Phys. **109**, 033505 (2011).

MISFIT DISLOCATIONS AND RELAXATION OF MECHANICAL STRESSES IN SEMIPOLAR III-NITRIDE HETEROSTRUCTURES

A.E. Romanov^{*1}, E.C. Young², F. Wu², J.S. Speck²

¹A.F. Ioffe Physical-Technical Institute, RAS. Polytechnicheskaya 26, 194021, St. Petersburg Russia, phone: +7(812)2927304, *e-mail: aer@mail.ioffe.ru
² Materials Department, University of California, Santa Barbara, CA 93106, USA

The report deals with the analysis of dislocation behavior and stress relaxation in semipolar III-nitride heteroepitaxy, *e.g.* for Al_xGa_{1-x}N and In_yGa_{1-y}N layers grown on {hh-2hm}- or {h0-hm}-type semipolar planes of GaN substrates. We demonstrate that the shear stresses on the unique inclined basal (0001) plane do not vanish for such growth geometries. This leads to the onset of relaxation processes in semipolar III-nitride heterostructures via dislocation glide in the basal slip systems <-1-120> (0001) and to the formation of misfit dislocations (MDs) with Burgers vectors of a/3<-1-120> -type at the semipolar Heterointerface. Next we calculate the Matthews-Blakeslee critical thickness for MD formation in semipolar III-nitride layers together with the MD equilibrium spacings for complete misfit relaxation. The component of the MD Burgers vector to the GaN substrate. The calculated magnitudes of the tilt angles are 0.62° and 0.67° for Al_xGa_{1-x}N and In_yGa_{1-y}N alloys with compositions x = 0.20 and y = 0.07, respectively, grown in the semipolar (11-22) orientation. The modeling results are discussed in the light of recent experimental observations [A. Tyagi *et al., Appl Phys. Lett.* **95**, 251905 (2009), E. Young *et al., Appl. Phys. Express* **3**, 011004 (2010), and F. Wu *et al., J. Appl. Phys.* **109**, 033505 (2011)] of MDs and crystal lattice tilt in semipolar III-nitride heteroepitaxial layers.

ИЗМЕНЕНИЕ ПЛОТНОСТИ НАКЛОННЫХ ДИСЛОКАЦИЙ РАЗЛИЧНОГО ТИПА С УВЕЛИЧЕНИЕМ ТОЛЩИНЫ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ GaN, НАБЛЮДАЕМОЕ С ПОМОЩЬЮ АТОМНОСИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ

<u>К.С. Кравчук¹</u>, *М.В. Меженный*³, *Т.Г. Югова*², *И.В. Кулеманов*¹ ¹НИТУ «МИСиС», Ленинский пр.т., д.4, 119049, e-mail: <u>kskrav@gmail.com</u> ²ОАО «Гиредмет», Б. Толмачёвский пер., д.5, стр.1, 119107, тел. (495) 981-30-10 ³ИХПМ, Б. Толмачёвский пер., д.5, стр.1, 119107

GaN общепризнан в настоящее время ключевым материалом для создания приборной базы коротковолновой оптоэлектроники, в частности белых светодиодов, УФ светодиодов и лазерных диодов. Высокая плотность дислокаций, препятствующая повышению яркости таких приборов, является одной из главных проблем для получения высококачественных слоев. Целью работы являлось исследование изменения плотности дислокаций различного типа при изменении толщины слоя GaN.

Эпитаксиальные слои GaN на сапфире были выращены методом хлоридно-гидридной эпитаксии на подложках сапфира ориентации с(0001) и r(10-12). Слои GaN имели ориентацию полярную (0001) и неполярную(11-20), соответственно. Выращивание проводили по «классической» схеме хлоридно-гидридного процесса в потоке газа-носителя N_2 с использованием в качестве исходных реагентов NH₃, HCl и Ga. Для выявления дислокационных ямок травление поверхности слоев GaN проводили в смеси КОН и NaOH вътектического состава при температуре 450°С. Подсчет плотности дислокаций проводили с использованием оптической и атомно-силовой микроскопии. АСМ исследования проводили на атомно-силовом микроскопе Ntegra Prima (компании HT-MДT). Идентификацию типа дислокаций проводили по профилям ямок, полученных с помощью АСМ.

В вюрцитной структуре GaN ориентации (0001) [1] наблюдаются краевые (вектор Бюргерса b=<11-20>) и винтовые (b=<0001>) дислокации, линии которых идут вдоль направления [0001], т.е. перпендикулярно к гетерогранице. Дислокация смешенного типа (b=1/3<11-23>) наклонена под углом 12° к нормали к гетерогранице. В слоях GaN ориентации (11-20) направление [0001] лежит в плоскости гетерограницы, и, следовательно, краевые и винтовые дислокации, идущие вдоль этих направлений, залегают в плоскостях, параллельных плоскости эпитаксии.

Электронномикроскопическое исследование сколов слоев GaN позволило выявить три различных формы ямок травления, относящихся к различным типам дислокаций [2]. Сопоставление наших данных с данными работы [2] позволило нам по профилям ямок травления, полученных с помощью ACM, определять тип дислокаций, выявляемых при травлении.

По результатам ACM сканирования плоскости (0001) было выделено 3 типа ямок травления различного размера (Рис.1). Полученные профили ямок (Рис.2) были отнесены к краевым (1), винтовым (2) и дислокациям смешанного типа (3). На плоскости (11-20) наблюдается только один профиль ямок травления.





Рис.1 Типичный пример ACM изображения протравленной поверхности слоя GaN ориентации (0001).

Рис.2. Профили ямок травления, выявленных ACM сканированием, типы дислокаций: 1 – краевая, 2 – винтовая, 3– смешанного типа.

поверхности слоев убывает с ростом толщины слоя от ~ $2 \cdot 10^8$ см⁻² при толщине порядка нескольких микрон до ~ $1 \cdot 10^7$ см⁻² при толщине ~ 400 мкм. Расчет плотности дислокаций с помощью ACM изображений показал, что плотность дислокаций в тонких слоях находится на уровне ~ $8 \cdot 10^8$ см⁻². Такое различие в плотностях дислокаций в тонких слоях связно с разрешающей способностью оптической микроскопии. Наиболее резкое падение плотности дислокаций наблюдается при уменьшении толщины до ~ 50 мкм для ориентации (0001) и ~ 20 мкм для ориентации (11-20).

Выполненный анализ профилей дислокационных ямок травления показал, что наблюдаемое уменьшение плотности дислокаций с увеличением толщины слоя GaN происходит за счёт аннигиляции дислокаций смешанного типа. Плотность дислокаций краевого и винтового типа в слоях находится на уровне менее ~ $1 \cdot 10^7$ см⁻².

Полученные экспериментальные данные были сопоставлены с данными расчета аннигиляции дислокаций с ростом толщины слоя, выполненного в работе [1]. Для этого полученные нами данные были перестроены в нормализованных координатах с учетом радиуса аннигиляции, принятым равным 500А. Получено хорошее соответствие экспериментальных и теоретических данных для изменения плотности дислокаций смешенного типа с увеличением толщины эпитаксиального слоя.

[1]. S.K.Mathis, A.T.Romanov, L.F.Chen at.al., J.Cryst.Growth, 231, 371 (2001) [2] L.Lu, Z.Y.Gao, B.Shen, at al. J.Appl.Phys, 104, 123525 (2008)

STUDY OF DIFFERENT TYPE THREADING DISLOCATION CHANGE WITH EPILAYER GaN THICKNESS INCREASING WITH USE ATOMIC FORSE MICROSCOPY

<u>K.S.Kravchuk¹</u>, M.V,Mezhennii³, T.G.Yugova², Kulemanos¹

¹NITU «MISA», Leninskii pr. 4, 119049, Moskow, e-mail: <u>kskrav@gmail.com</u> ²Institute of Rare Metals, B. Tolmachevsky 5, 119107, Moscow, phone *(495) 981-30-10* ³ICPM, B. Tolmachevsky 5, 119107, Moscow

The GaN films were grown on sapphire substrates with orientations $\mathbf{c} - (0001)$ and $\mathbf{r} - (10-12)$. Morphology and dislocation density were investigated using optical microscopy and AFM. Surface of samples were prepared using selective etching in molten KOH+NaOH eutectic for exposure etch pits. Three different types of threading dislocation: edge, screw, and mixed have been detected. The depth profile view pits on 2D surface scan-view demonstrate the different dislocation type. Calculation of dislocation density by etch pits, carried out with optical microscopy, showed that for two orientations of GaN films dislocation density on film surface decrease from $\sim 2 \cdot 10^8$ cm⁻² to $\sim 1 \cdot 10^7$ cm⁻² during changing thickness from 4 to $\sim 400 \mu$. Good correspondence between experimental and theory data have been obtained for change mixed dislocation density with epilayer thickness increasing.

КОНТРОЛЬ МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ В ПЛЕНКАХ НИТРИДА ГАЛЛИЯ НА САПФИРОВОЙ ПОДЛОЖКЕ ПУТЕМ ФОРМИРОВАНИЯ УПОРЯДОЧЕННОЙ ПОРИСТОЙ СТРУКТУРЫ

И.Н. Ивукин*, В.Е. Бугров, М.А. Одноблюдов, А.Е. Романов

ЗАО «Оптоган». Таллинское шоссе 206, 198205, г. Санкт-Петербург, тел. +7(812)3325200, e-mail: *ivan.ivukin@optogan.com;

Контроль внутренних напряжений, возникающих в подложках сапфира и выращенных на них пленках нитрида галлия из-за разности коэффициентов термического расширения этих материалов, является важной задачей на пути к более надежным и механически стабильным подложкам для изготовления эффективных светодиодов. Высокий уровень внутренних напряжений в GaN структурах, выращенных на сапфире, может приводить к трещинообразованию, возникновению неровностей поверхности, отслоениям, которые значительно уменьшают качество светодиодного чипа. Один из эффективных путей уменьшения подобных напряжений связан с формированием пористых структур в пленке нитрида галлия вблизи границы с сапфировой подложкой. Подобные структурь вызывают локализацию напряжений в окрестности границы раздела нитрида галлия и сапфира, таким образом разгружая оставшийся объем подложки.

Целью данной работы является определение эффективности описанного метода в уменьшении внутренних напряжений, а также определение предпочтительных конфигураций пористой структуры. Для решения поставленных задач был проведен численный анализ напряженного состояния, генерируемого в пленке нитрида галлия с пористой структурой на сапфировой подложке с начальными термическими нагрузками. Для численного моделирования был использован программный комплекс COMSOL. Поры были представлены как набор усеченных пирамид или открытых призм, основания которых параллельны плоскости (0001) вюрцитной кристаллической структуры нитрида галлия. Размеры пор для пленки с толщиной до 5 микрон были выбраны в районе 1 микрона. Основными параметрами численного моделирования были форма пор, соотношение высоты к ширине пор, порядок расположения и



Рис.1. Распределение гидростатического напряжения в пористой структуре нитрида галлия. Напряжение нормировано на значение, соответствующее сплошной пленке.

интервал между ними. Проведенное численное моделирование показало значительное (более 50%) снижение внутренних напряжений в пленке нитрида галлия, а также локализацию напряжений. Картина распределения гидростатических напряжений, нормированных на значение для беспористой структуры, показана на рисунке 1, Очевидно, что гидростатические напряжения оказываются сниженными по сравнению со случаем сплошной пленки.

MECHANICAL STRESSES CONTROL IN GaN LAYERS ON SAPPHIRE SUBSTRATE VIA FORMATION OF REGULAR POROUS STRUCTURE

I.N. Ivukin, V.E. Bougrov, M.A. Odnoblyudov, and A.E. Romanov

CJSC Optogan. Tallinskoe shosse 206, 198205, Saint-Petersburg, phone. +7(812)3325200, e-mail: ivan.ivukin@optogan.com;

Reduction of mechanical stresses generated at GaN/sapphire interface is an important issue on the way to more reliable and mechanically stable templates for manufacturing of efficient light emitting diodes. High internal stresses in GaN/sapphire templates may lead to relaxation via cracks, surface roughening, and other undesirable effects, which will decrease LED quality. One of the ways to reduce such stresses is the formation of the patterned structure in GaN film at the vicinity of GaN/sapphire interface with following GaN overgrowth. An advantage of the method is in a controlled character of the porous interlayer formation with prescribed shape and distribution of the pores. The aim of present study was to determine effectiveness of the described method in reducing internal stresses and to find out preferential configurations for porous structure. In the study we performed numerical analysis of mechanical stresses generated for different porous structure in GaN film on sapphire substrate with initial thermal loads. For structural simulations COMSOL CAE software was used, with small displacement model mode. Pores were represented as a set of truncated pyramids with various shape of base. Size of pores for the layers with up to 5 μ m thicknesses was chosen approx. 1 μ m. Performed simulations proof significant (more than 50%) reduction of internal stresses in overgrown GaN layer and show localization of stresses.

ОСОБЕННОСТИ СЕЛЕКТИВНОЙ ЭПИТАКСИИ Gan в ПОЛОСКОВЫХ ОКНАХ

<u>М.М. Рожавская</u>¹*, Е.Е. Заварин², В.В. Лундин^{1,2}, С.И. Трошков², А.Ф. Цацульников^{1,2} ¹ НТЦ Микроэлектроники РАН, Политехническая, 26, 194021, Санкт-Петербург, Россия *e-mail: lii86@rambler.ru; ² ФТИ им. А. Ф. Иоффе Политехническая, 26, 194021,Санкт-Петербург

Селективная эпитаксия III-N соединений – мощный технологический метод, позволяющий получать эпитаксиальны слои выского качества с низким уровнем дислокаций. Кроме того данный метод мог бы позволить существенно расширить многообразие приборных структур. Однако на данный момент возможности этого метода исследованы весьма узко.

Все образцы были выращены методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений на модифицированной установке Epiquip. В стандартном режиме температура подложкодержателя составляла 1030°С, давление в реакторе 200 мбар, время роста 10 мин. Триметилгаллий (ТМГ), аммиак, водород и азот использовались в качестве соединений-источников и несущих газов. Маска Si₃N₄ формировалась с использовались в качестве соединений-источников и несущих газов. Маска Si₃N₄ формировалась с использованием стандартных фотолитографических процедур и плазмохимического осаждения (PECVD) на поверхности эпитаксиальных слоев GaN, выращенных на сапфировых подложках ориентации (0001) на установке AIX2000HT. Специальный фотошаблон, предназначенный для формирования системы полосковых окон, позволил изучить особенности селективного эпитаксиального процесса для полосков различной ориентации. Кроме того, для каждой ориентации ширина маскирующего материала между окнами в разных группах составляла 5 мкм, 10 мкм, 20 мкм и 40 мкм. При этом ширина окна в маске составляла 5 мкм для всех полосков. С использованием данного фотошаблона были проведены исследования влияния состава атмосферы реактора, давления в реакторе, температуры роста, потока ТМГ на процесс залястивной эпитаксии GaN. Выращенные структуры исследовались методом растровой электронной и(РЭМ).

Ранее было показано, что отношение потоков аммиака и водорода оказывает существенное влияние на процесс селективной эпитаксии в круглых окнах [1]. Для роста в полосковых окнах при ориентации вдоль направления <11-20> нормаль к границе маски, лежащая в плоскости подложки, имеет направление <1-100>, что предопределяет огранку полосков по плоскостям {1-100} и (0001) по верхней грани. В этом случае продиктованная маской огранка совпадает с естественной. Во всех исследованных случаях (для отношения аммиак водород 1,5; 0,55 и 0,11) боковое разрастание над маской не наблюдалось, доминирующими плоскостями являлись {1-101}. При малом потоке NH₃ v подножия полосков начинали формироваться плоскости {1-100}, а сверху полоски были огранены плоскостью (0001), что связано с малым временем роста, недостаточным для полного исчезновения этой плоскости. При самых малых потоках NH₃ и больших потоках ТМГ иногда выявляется вторая наклонная плоскость {1-102}. Принципиально другая картина наблюдалась для ориентации полоска вдоль <1-100>. В этом случае плоскости огранки, определяемые ориентацией края маски, отличны от плоскостей, по которым происходит огранка свободно формирующейся в круглом окне пирамиды. Так при малом отношении потоков NH₃:Н₂ полоски имеют прямоугольное сечение, образованное плоскостями {11-20} и (0001) с небольшой наклонной фаской {11-22}, при росте отношения NH₃:H₂ фаска расширяется, и при дальнейшем увеличении отношения NH₃:H₂ грани {11-20} полностью исчезают и полосок приобретает трапециевидное сечение. Боковое разрастание в данном случае увеличивается при увеличении ширины маскировочного покрытия вокруг окон, увеличивается при этом и высота полоска, что связано с большим притоком материала, однако, на огранку полоска маска заметного влияния не оказывает.

В селективной эпитаксии давление в реакторе, влияющее на процессы массопереноса, считается одним из существенных параметров, определяющих ход процесса. Изучение влияния давления в реакторе показало, что в диапазоне 100– 500 мбар при росте в стандартных условиях на огранку полосков давление влияния практически не оказывает. Так во всех случаях наблюдалась трапециевидная огранка, для ориентации вдоль <1-100> с латеральным ростом. Однако заметно было влияние ширины маскирующего покрытия на вертикальную скорость роста полосков. Видимо, в этом в основном и проявляется влияние давления на процессы массопереноса.

Для определения влияния атмосферы реактора на огранку полосков были выращены 2 структуры. Во время роста первой из них большая часть водорода в реакторе была заменена на азот. В результате наблюдался быстрый латеральный рост полосков <1-100>, а боковые стенки оказались вертикальными для узких маскирующих полос и наклонными для широких. Еще больший латеральный рост при сохранении вертикальности боковых стенок для узкой маски наблюдался при полном удалении водорода из атмосферы реактора для второй структуры. При этом наблюдалась сильная непланарность боковой стенки, особенно ярко выраженная для широкой маски. Поток аммиака в обоих процессах составлял 855 sccm. Таким образом, водород оказывает существенное влияние на процесс селективной эпитаксии, однако, его присутствие не является обязательным для существования значительной анизотропии скоростей роста. Дополнительным подтверждением существенного влияния величины потока водорода на характер роста является зависимость от этих параметров морфологии поверхности, изучавшаяся методом ACM на широких открытых участках. Наблюдался явный переход от равновесного роста с большой подвижностью атомных ступеней при росте в водороде с низким потоком аммиака к крайне неравновесному росту, близкому к трехмерному при росте в азоте. Полученные результаты дополняют данные литературы [2], согласно которым для полосков <1-100> при наличии вертикальных стенок наблюдается латеральное разращивание, а в случае наклонных стенок латеральный рост подавлен. Таким образом показано принципиальное отсутствие корреляции между наклоном боковых стенок и латеральным ростом и возможность независимо управлять этими параметрами.

Выше было отмечено, что ширина маски может оказывать существенное влияние на огранку полосков. В первую очередь это объясняется влиянием на величину притока материала к растущим граням за счет диффузии по маске и в газовой фазе. Более того, замена части или всего водорода на азот также, из-за разницы коэффициентов диффузии, влияет на скорость доставки материала к растущей структуре. Прямое изучение влияния потока ТМГ в реакторе на огранку полосков подтвердило важность этого параметра. Увеличение потока ТМГ при росте с малым потоком аммиака (несущий газ N2+H2) приводит к изменению огранки ограниченных узкой маской полосков с прямоугольной на трапециевидную. Для случая широкой маски эффект противоположный и намного слабее. В то же время, при росте без добавления азота поток ТМГ на огранку полосков практически не влияет. Можно сделать предварительное предположение, что в данном случае огранку полоска определяет кинетика миграции и встраивания галлия в различные плоскости.

Однако на доставку материала к полоску может оказывать влияние еще и временной фактор. Так приток материала к боковым стенкам полоска меняется в процессе эпитаксии за счет увеличения ширины полосков. Что еще более существенно, в процессе разрастания полосков увеличивается их поверхность, что изменяет скорость притока материала на единицу площади поверхности, причем по-разному для различных граней. Изучение развития огранки полосков во времени подтвердили эти предположения. При этом наблюдалось как развитие во времени вертикальной стенки {11-20} с исчезновением наклонной стенки {11-22}, так и обратный процесс. Для развития приборной технологии необходимо или научиться очень хорошо контролировать это развитие, или, что лучше, найти режимы, при которых характер огранки со временем не изменяется.

Работа проведена при поддержке гранта РФФИ 10-02-00821.

[1] Особенности селективной эпитаксии GaN в круглых окнах, В.В. Лундин, Е.Е. Заварин, М.М. Рожавская, С.И. Трошков, А.Ф. Цацульников, принято к публикации в ПЖТФ

[2] K. Hiramatsu, K. Nishiyama, A. Motogaito, H. Miyake, Y. Iyechika, and T. Maeda, phys. stat. sol. (a) 176, 535 (1999)

PECULIARITIES OF GaN SELECTIVE EPITAXY IN STRIPE WINDOWS

<u>M.M. Rozhavskaya</u>¹*, E.E. Zavarin², V.V. Lundin², S.I. Troshkov², A.F. Tsatsulnikov² ¹ Submicron Heterostructures for Microelectronics, Research & Engineering Center of the RAS, St. Petersburg, 194021 Russia ² Ioffe Physicotechnical Institute of the RAS, St. Petersburg, 194021 Russia e-mail: lii86@rambler.ru;

Features of the selective epitaxy have been investigated for stripe windows along <1-100> and <11-20> directions. It has been shown that the flow ratio of ammonia and hydrogen has a great influence on the development of the process, which is different for different orientations of stripes. Also the role of pressure in the reactor, the atmosphere and the TMG flow has been investigated. Moreover, non steady-state nature of the SAE process was revealed.

СИСТЕМНЫЙ ПОДХОД К ИЗУЧЕНИЮ НАНОРАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР ІІІ-N

<u>Я.В. Кузнецова</u>*, М.В. Байдакова, А.А. Ситникова, М.В. Заморянская

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН. Политехническая ул., 26, 194021, Санкт-Петербург, тел. +7(812)2927382, *e-mail: <u>yana@mail.ioffe.ru</u>

Целью данной работы было изучение структур на основе InGaN/GaN, определение состава и толщины наноразмерных слоев, их кристаллического совершенства, а также условий получения достоверного непротиворечивого набора экспериментальных данных.

В работе изучались две структуры с наноразмерными слоями InGaN. Структура с одиночной квантовой ямой (КЯ) была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией (РАМВЕ); структура с пятью квантовыми ямами – методом химического осаждения из газовой фазы с использованием металлорганических соединений (МОСVD). Для исследования структур использовались методы рентгеноспектрального микроанализа (РСМА), локальной катодолюминесценции (КЛ), просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), рентгеновской дифрактометрии (РД) и рефлектометрии (РР).

Задача определения состава наноразмерного слоя в структурах с одиночной или множественными квантовыми ямами является нетривиальной. Даже для структур с хорошими интерфейсами данные о составе и толщине наноразмерных слоев невозможно извлечь из данных одного метода, например, рентгеновской дифракции. Для корректного определения толщины и состава необходима дополнительная информация о составе и/или толщине слоев, полученная другим методом. Для определения толщины можно использовать ПЭМ, однако с учетом поля напряжений, дающим вклад в дифракционный контраст, значение толщины по данным ПЭМ будет обычно завышенным [1]. В связи с этим необходимо привлечь еще один метод, который позволит определить состав вне зависимости от наличия напряжений в структуре. Таким методом был выбран РСМА. Как было показано ранее [2], РСМА позволяет определять состав квантовых ям и наноразмерных слоев, толщиной от 3-5 нм. Для этого необходимо применить методику, описанную в работе [2]. Относительная погрешность определения состава составляет не более 10%.

Данные РД для структуры с пятью квантовыми ямами приведены на Рис. 1. Для данной структуры были получены симметричная и асимметричная кривые качания. Наличие осцилляций высоких порядков свидетельствует о том, что структурное совершенство слоев очень высокое. По данным РД можно определить период повторяемости слоев (квантовая яма и барьерный слой), а также наличие напряжений. Поэтому в первом приближении толщина квантовых ям была определена из данных ПЭМ, она составила 4 нм. Для определения состава с помощью РСМА в первом приближении использовалась толщина квантовой ямы по данным ПЭМ. Полученное первое приближение состава ям (по данным РСМА) и толщины слоев (по данным ПЭМ) использовались для моделирования дифракционных кривых качания. Уточненные значения толщин слоев использовались для повторного расчета состава методом РСМА. Такой итерационный метод позволил определить толщины слоев и состав квантовых ям, причем полученные значения состава методом РСМА попадают в доверительный интервал РД.

Так как исследуемая структура псевдоморфна, то в системе могут наблюдаться пьезополя. Пьезополе может быть экранировано за счет значительной концентрации носителей заряда, созданной электронным пучком [3]. Можно оценить, что при энергии электронов 5 кэВ и токе пучка 1 нА темп генерации неравновесных носителей ~ 10^{21} см³с⁻¹[4]. Из спектров КЛ видно (Рис.2), что при изменении концентрации носителей в ~ 10^3 раз положение максимума люминесценции смещается в синюю область на ~50 мэВ. Таким образом, данные КЛ подтвердили результаты РД о наличии напряжений в структуре. Небольшая полуширина спектров КЛ (60 мэВ) дает основания предполагать, что в структуре доля квантовых точек в области квантовой ямы незначительна. Это утверждение согласуется с данными картины распределения рассеянного упорядочения и уширения в направлении q_x, которое могло бы указывать на формирование точек. Согласно данным РД доля квантовых точек составляет не более 10% от объема квантовой ямы, что подтверждается ПЭМ.

Любопытно отметить, что для этой структуры была получена кривая рефлектометрии с характерными особенностями, в точности отвечающими толщинам всех слоев структуры. Как видно из представленных данных (Рис. 1), на кривой присутствуют осцилляции высоких порядков. Однако обычно кривые PP для системы III-N гладкие в связи с тем, что плотности InN и GaN отличаются менее чем на 10%. Для объяснения этого факта требуется дальнейшее исследование.



Рис. 1. Симметричная кривая качания для структуры с пятью квантовыми ямами. На вставке – данные РР.



Рис. 2. КЛ спектры структуры с пятью квантовыми ямами при различных плотностях возбуждения (T = 300 K).

Для структуры с одиночной квантовой ямой ситуация отличалась. Данные ПЭМ показали, что наноразмерный слой состоит из квантовых точек, размером 3 - 5 нм. Это также видно по данным КЛ: спектры структурированы, но при увеличении плотности возбуждения спектральное положение полос не меняется. Можно предположить, что в этом случае квантовые точки релаксированы, произошел полный фазовый распад ямы. С помощью РСМА была сделана оценка состава квантовых точек и их плотности [5].

В данной работе было показано, что для достоверного определения параметров наноразмерных слоев на основе III-N необходимо построение модели, удовлетворяющей набору экспериментальных данных, полученных совокупностью экспериментальных методов. Только такой подход обеспечивает получение однозначной информации о структуре, составе и толщине слоев квантовых ям в наноразмерных гетероструктурах.

Авторы благодарят В.Н. Жмерика за предоставленные структуры. Работа была сделана в ЦКП "Материаловедение в передовых технологиях" при поддержке Правительства СПб (грант для молодых ученых).

[1] Д. А. Кириленко и др. ПЖТФ, 33(24), 61 (2007).

[2] Л. А. Бакалейников и др. ФТП, 43(4), 568 (2009).

[3] M. Feneberg, K. Thonke. J. Phys.: Condens. Matter 19, 403201 (2007)

[4] C. J. Wu, D. B. Wittry. J. Appl. Phys. 49, 2827 (1978).

[5] M. V. Zamoryanskaya et. al. J. Mater. Sci. - Mater. Electron., 39(6), 620 (2010)

COMPLEX METHOD FOR STUDY OF NANODIMENSIONAL III-N HETEROSTRUCTURES

Ya.V. Kuznetsova*, M.V. Baidakova, A.A. Sitnikova, M.V. Zamoryanskaya Ioffe Institute, Polytekhnicheskaya Street, 26, 194021, St. Petersburg, phone. +7(812)2927382, *e-mail: yana@mail.ioffe.ru

In this paper a complex of methods was applied for study of heterostructures with single and multiple quantum wells. The main aim of the work was to show that a number of methods should be used simultaneously for determination of quantum wells content, thickness of the layers and quality of the structure. Otherwise obtained information cannot be construed unambiguously.

Authors proposed to use x-ray diffraction and reflectometry, transmission electron microscopy, cathodoluminescence and electron probe microanalysis for evaluation of composition of quantum well content. Such measurement can be carried out with relative accuracy up to the 10%. Other important parameters, such as layers thickness, degree of relaxation, piezoelectric fields, and presence of quantum dots can be obtained as well. Importance of supplemental diagnostic is emphasized.

РАЗРАБОТКИ РЕСУРСНОГО ЦЕНТРА СПБГЭТУ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ПРОМЫШ-ЛЕННЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР ДЛЯ СИНИХ, БЕЛЫХ И ЗЕЛЕНЫХ СВЕТОДИОДОВ

В.И. Зубков, О.В. Кучерова*, А.В. Соломонов, И.Н. Яковлев

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» (СПбГЭТУ). ул. Проф. Попова, д.5, 197376, Санкт-Петербург, тел. +7(812)2343016, *e-mail: koucherova@mail.ru

Развиваемое современное наукоемкое производство мощных сверхъярких светодиодов на основе нитрида галлия и его твердых растворов требует внедрения современных методов контроля качества выращиваемых приборов на всех стадиях их производства, начиная с подложек и кончая финишным тестированием готовой партии. В настоящее время наметилась тесная связь производства с научными институтами и вузами, имеющими значительный задел и опыт в прорывных наукоемких исследованиях. Отрабатывая в лабораторных условиях новейшие разработки, специалисты вузов и научных институтов в дальнейшем переносят их в промышленность.

В декабре 2010 г. в СПбГЭТУ создан ресурсный центр в рамках выполнения проекта по развитию инновационной инфраструктуры вузов по Постановлению Правительства РФ № 219 от 2010 г. Важнейшим направлением исследований центра является диагностика нитридных гетероструктур на основе MKЯ InGaN/GaN оптическими и электрическими методами, включая люминесценцию, атомно-силовую микроскопию, электрохимическое профилирование и спектроскопию адмиттанса.

Для оснащения ресурсного центра приобретены сканирующий зондовый микроскоп Solver NEXT (NT-MDT) и электрохимический профилометр ECVPro-UV (Nanometrics) с дополнительной опцией, расширяющей возможности профилометра для измерения нитридных материалов GaN, InGaN и AlGaN. Помимо этого в распоряжении центра имеется уникальный аппаратнопрограммный комплекс спектроскопии адмиттанса в широком температурном диапазоне на базе LCR-метра Agilent E4980A и гелиевого криостата замкнутого цикла Janis [1], а также приборы для измерения оптических характеристик светоизлучающих структур, в том числе с возможностью измерения абсолютных значений светового потока.

Комплекс взаимодополняющих методик позволяет решать широкий круг задач в области физики и технологии наноразмерных гетероструктур [2]. Так, с помощью атомно-силовой микроскопии анализировались специально выращенные методом MBE структуры эпитаксиальных слоев GaN на сапфире с различным соотношением потоков компонент азота и галлия. Пример измеренной колончатой структуры эпитаксиального нитрида галлия приведен на рис.1.





Рис. 1. Поверхность образца со слоем GaN, выращенным методом MBE на сапфировой подложке. Поперечный размер столбиков 250-300 нм.

Рис. 2. Концентрационный профиль носителей заряда образца с МКЯ InGaN/GaN, измеренный ECVPro-UV.



Рис.3 Спектр проводимости образца с пятью квантовыми ямами InGaN/GaN [3]. Цифрами обозначены частоты тестового сигнала от 5 кГц (1) до 500 кГц (7).

Метод электрохимического профилирования может эффективно использоваться для точного послоевого контроля концентрации легирующей примеси, ее распределения по толщине и положения металлургической границы в p-n переходе. Возможно травление образца на глубину до нескольких микрометров с точностью травления не хуже 1 нм. Измеренный с помощью ECVPro-UV концентрационный профиль основных носителей заряда в гетероструктуре с МКЯ InGaN/GaN показан на рис.2. Электрохимический профилометр позволяет работать в двух режимах: вольт-фарадного профилирования с использованием верхнего жидкостного электролитического контакта и определение концентрационного профиля легирующей примеси равномерным стравливанием и измерением количества унесенного заряда в фарадеевском режиме. Основной проблемой при работе во втором режиме является точное контролирование координаты. Нами предлагается совместное использование методов АСМ и электрохимического профилирования, что позволяет устранить потенциальную погрешность в изме-

рениях в фарадеевском режиме, связанную с возникновением окислов на поверхности и границах раздела. Анализом ACM подтверждено, что травитель, используемый профилометром ECVPro-UV, является полирующим. Шероховатость поверхности до травления составляла 2-3 нм, а после травления - 8-10 нм. Таким образом, контролируя глубину и качество травления с помощью атомносилового микроскопа, можно решить основную проблему вольт-фарадных измерений – точное определение координаты в концентрационном профиле.

Важная проблема оптимизации светоизлучающих структур – контроль соотношения вероятностей излучательной и безызлучательной рекомбинации. Температурные спектры адмиттанса позволяют количественно характеризовать глубокие центры, являющиеся причиной безызлучательной рекомбинации, и различать различные эмиссионные источники (уровни квантования, точечные дефекты и др. [3]), как это показано на рис. 3.

О.В. Кучерова, В.И. Зубков, Е.О. Цвелев, А.В. Соломонов. Тез. докладов 6-й Всероссийской конф. «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы» (СПб, 18-20 июня 2008) с. 181.
В.И. Зубков. Диагностика полупроводниковых наногетероструктур методами спектроскопии адмиттанса (СПб., Элмор, 2007).

[3] О.В. Кучерова, В.И. Зубков, А.В. Соломонов, Д.В. Давыдов. ФТП, 44 (3), 352 (2010).

THE ACTIVITIES OF SPbSETU RESOURSE CENTER ON BLUE, WHITE AND GREEN LED DIAGNOSTICS

V.I. Zubkov, O.V. Kucherova*, A.V. Solomonov, I.N. Yakovlev

St.Petersburg State Electrotechnical University "LETI". Prof. Popov street, 5, 197376, St.Petersburg, phone. +7(812)2343016, *e-mail: koucherova@mail.ru

Advanced methods of heterostructure characterization are of vital for modern high-tech fabrication of ultra bright light-emitted diodes based on InGaN/GaN-MQW. Created in SPbSETU a resource center as the main goal is devoted to diagnostics of nitrogen heterostructures by various electrical and optical methods, including luminescence, electrochemical profiling, atomic-force microscopy and admittance spectroscopy. On set of examples the possibilities of the complex were demonstrated for precision determination of epitaxial surfaces, concentration profiling in depth of structures, as well as for inquiring nature of emission centers in forbidden energy gap.

КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНТНОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР GaN/InGaN(МКЯ)/ Al₂O₃ ИМПУЛЬСНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

А.В.Васильченко¹, И.Н.Один², Ю.Н.Свешников³, И.В.Тур¹, И.Н.Цыпленков³, <u>М.В.Чукичев^{2*}</u>

¹ ВНИИА, Сущевская ул., д.22, 127055 Москва ²Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова,

Ленинские горы, д.1, 119991 Москва

Тел.. +7(495)939-29-96, *e-mail: ChukichevM@yandex.ru

³ ЗАО «Элма-Малахит», 124460 Москва, Зеленоград, проезд 4922, д.4

В работе проведено катодолюминесцентное зондирование по поверхности и глубине гетероструктур GaN/InGaN(MKЯ)/Al₂O₃ большой площади (диаметр 5 см). Образцы были выращены на стандартных сапфировых подложках методом MOCVD. Схема расположения слоев и их толщины представлены на рис.1. Слои с множественными квантовыми ямами (МКЯ) содержали 10, 15 и 20 квантовых ям.

Зондирование производили электронным пучком длительностью импульса 0.2 мкс и частотой повторений 200 Гц. Энергию электронов варьировали от 5 до 50 кэВ, при этом глубина (d_e) проникновения электронного пучка в образец изменялась от 0.1 до 8 мкм. Ток (i) пучка в импульсе варьировали 0.1 до 200 мA, а диаметр пучка d_n – от 0.02 до 2 см. Предельная скорость генерации неравновесных электроно-дырочных пар достигала $1*10^{27}$ см⁻³ с⁻¹. Опыты проводили при 300 К.





Рис.1. Схема гетероэпитаксиальных структур.

Рис.2. Спектры КЛ. Спектр 1 снят без задержки времени регистрации, спектр 2 снят с задержкой 2 μ с. (E =35 кзB, i_{cp}=6 μ A, d_n=0.2 см).

Спектр катодолюминесценции (КЛ) в центре образца при проникновении электронов на всю толщину гетероструктуры (около 4 мкм) состоит из трех полос с максимумами при 373, 418 и (рис.2, спектр 1). При уменьшении глубины проникновения пучка до 0.35 мкм 440 нм интенсивности двух первых полос уменьшались на полтора-два порядка. Это показывает, что полосы 373 и 418 нм образуются в результате излучательной рекомбинации вне слоя МКЯ. Полоса 373 нм образуется в результате излучательной рекомбинации экситонов, связанных на примесях, а полоса 418 нм возникает в результате рекомбинации на донорно-акцепторных парах. Наиболее интенсивная полоса КЛ с максимумом при 440 нм является результатом излучательной рекомбинации в слое, содержащим МКЯ. Интенсивность полосы 440 нм уменьшается при перемещении облучаемого пятна от центра к краю образца (рис.3), уменьшение может достигать 50%, при этом положение максимума полосы перемещается в сторону более длинных волн на 4-5 нм. Это указывает на то, что на краю образца повышается дефектность квантовых ям. Зависимость интенсивности полосы 440 нм от плотности тока при постоянной энергии электронов является линейной (рис.4), что указывает на независимость времени жизни излучательной рекомбинации от концентрации неравновесных носителей заряда в квантовых ямах. В то же время при постоянной плотности тока электронного пучка зависимость интенсивности полосы 440 нм от энергии электронов немонотонна и при высоких энергиях и, как только электроны начинают проникать за пределы слоя МКЯ, начинает падать (рис.4, кривая 1), поскольку удельные потери энергии электронов в слое МКЯ начинают уменьшаться при дальнейшем возрастании их энергии.





Рис.3. Зависимость интенсивности полосы 440 нм от положения облучаемого пятна на диаметре образца.

Рис.4. Зависимости интенсивности света J: 1 - от глубины проникновения электронов, 2- от тока электронного пучка. На вставке - осциллограммы импульсов тока (а) и потока света из слоя МКЯ (б).

На вставке рис.4 приведены осциллограммы импульсов тока электронного пучка (а) и импульсов потока света (б), выходящего из слоя МКЯ. Из вставки видно, что импульс потока света практически повторяет форму импульса тока, так что КЛ в МКЯ происходит в квазистационарных условиях. Оценка постоянной времени излучательной рекомбинации в слое МКЯ по спаду импульса потока света показывает, что она меньше чем 10⁻⁸ с.

Спектр послесвечения КЛ, снятый при задержке времени регистрации света относительно импульса возбуждения на 2 мкс (рис.2, спектр 2) имеет такой же спектральный состав, каким он был без задержки. Наблюдаемая при этом полоса 440 нм возникает в результате рекомбинации диффундировавших в слой МКЯ неравновесных носителей из соседних слоев GaN. В возникновении полосы 440 нм при задержке времени регистрации некоторую роль также может играть переизлучение поглощенного в слое МКЯ света, испускаемого в слое GaN.

Таким образом, показано, что в процессах КЛ слоев МКЯ в гетероструктурах GaN/InGaN(МКЯ)/Al₂O₃ существенную роль играют неравновесные носители в соседних слоях GaN. Обнаружено ухудшение КЛ свойств квантовых ям при перемещении от центра к краю образцов. Полученные результаты могут быть полезными для разработчиков и технологов полупроводниковых источников света на основе GaN/InGaN гетероструктур.

THE CATHODOLUMINESCENT PROBING OF HETEROSTRUCTURES GaN/InGaN(MQW)/Al₂O₃ BY IMPULSE ELECTRONIC BEAM

 A.V.Vasit chenko¹, I.N.Odin², Yu.N.Sveshnikov³, I.V.Tur¹, I.N.Ciplenkov³, <u>M.V.Chukichev</u> ¹VNIIA, Suschevskaja ul., d.22, 127055 Moscow;
²M.V.Lomonosov State University, Physics Department, Leninskie Gory, 1, 119991 Moscow tel. +7(495)939-29-96, *e-mail: ChukichevM@yandex.ru;
³ JSC «Elma-Malahit», 124460 Moscow, Zelenograd, road. 4922, building 4;

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ GaN/AIGaN МЕТОДАМИ МИКРОКАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И МИКРОРАМАНОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

<u>А.В. Говорков^{1*}</u>, **Н.Б. Смирнов¹**, **А.Я. Поляков¹**, **И.А. Белогорохов¹**, **А.И. Белогорохов¹**, **S.J. Pearton²** ¹ ОАО «Гиредмет», Б.Толмачевский пер.,5, 119017, Москва, *e-mail: avgovorkov@gmail.com; ² University of Florida, Gainesville, USA

Исследование изменений температуры транзисторов, вызванных протеканием через них рабочих токов, проводилось на транзисторных структурах, предоставленных группой проф. Пиртона из Флоридского Университета. Транзисторы были получены молекулярной эпитаксией на подложках кремния с буфером из нитрида алюминия. Структуры представляли собой нелегированный слой GaN толщиной 3 мкм, барьер из нелегированного AlGaN толщиной 30 нм и составом по алюминию 25% и контактный слой нелегированного нитрида галлия толщиной 3 нм. Диод Шоттки для затвора прибора был приготовлен напылением Ni/Ti, омический контакт к стоку и истоку был получен напылением Ti/Al/Ni/Au с последующим отжигом при 850°С. Для определения температуры при пропускании рабочего тока транзистора использовались два метода. В первом измерялся сдвиг положения краевой полосы микрокатодолюминесценции (МКЛ). Для калибровки были измерены спектры МКЛ нелегированного слоя нитрида галлия и транзисторной структуры AlN/GaN(Fe)/uidGaN/AlGaN(300 nm, 25% Al)/3nm GaN при изменении температуры держателя криостата. Данные хорошо описываются формулой Варшни, а при температуре выше комнатной линейной зависимостью. При этом из-за влияния упругих напряжений значения ширины запрещённой зоны, экстраполированные к 0К, несколько различаются для различных структур. Они также заметно отличаются для разных уровней возбуждения. Однако наклон температурной зависимости положения края люминесценции очень хорошо воспроизводится в разных структурах и при разных уровнях возбуждения. Это позволяет использовать изменение положения края люминесценции при пропускании тока через транзистор для бесконтактного измерения температуры канала транзистора. При этом в принципе возможно и определение зависимости температуры канала от положения относительно контактов, а также нахождение некоторого усредненного распределения температуры по глубине. Нами показано, что температура максимальна вблизи затвора со стороны стока, где она превышает температуру в других точках на 20-30°С. (На данном этапе исследований мы не использовали форсированные режимы работы транзисторов, которые должны приводить к повышению температуры до 300-400°С.)

Вторым методом измерения температуры транзисторов в нашей работе был метод, основанный на сдвиге частоты E2(high) фононов GaN. Измерения спектров комбинационного рассеяния (КР) проводились при возбуждении аргоновым лазером с длиной волны 514.5 нм. Спектры развёртывались с помощью двойного монохроматора Jobin-Yvon T64000 и регистрировались фотоумножителем из арсенида галлия, охлаждаемым до 78К. Фокусировка лазера в пятно диаметром около 5 мкм производилась с помощью микроскопа Olympus с короткофокусным объективом с увеличением 50Х. Мощность накачки составляла около 1 мВт, что соответствовало плотности мощности около 30 кВтсм⁻², не приводившей к деградации поверхности прибора. Для калибровки измеренного сдвига частоты фононного пика 568 см⁻¹ использовались опубликованные в литературе данные. Они были подтверждены собственными измерениями на описанной выше транзисторной структуре при измерениях от жидкого азота до комнатной температуры. Эти изменения носят линейный характер при температурах выше комнатной, что позволяет определить температуру канала транзистора. В дополнение к этому в спектрах КР транзисторных структур на кремниевой подложке хорошо видна также полоса при 524 см⁻¹, связанная с ТО фононами кремния. Сдвиг этого пика линеен при температурах выше комнатной и составляет около 2 см⁻¹/100С. Такая метка в спектре позволяет дополнительно независимым образом определить температуру подложки. Это важное обстоятельство, так как помимо температурного сдвига положения пика в нитриде галлия следует учитывать и сдвиг, связанный с упругими напряжениями, вызванными обратным пьезоэффектом. Измерения, проведённые подобным образом для исследованных выше транзисторов, показали, что температура канала транзистора при токе 1 А составляет +80°С. Проведённые опыты открывают возможность бесконтактного определения температуры транзисторов на основе нитрида галлия.

Работа выполнялась при поддержке РФФИ проект 10-02-00566а.

TEMPERATURE MEASUREMENTS OF GaN/AIGaN TRANSISTORS DURING OPERATION USING MICROCATHODOLUMINESCENCE AND MICRORAMAN TECHNIQUES

<u>A.V.Govorkov^{1*}</u>, N.B.Smirnov¹, A.Y.Polyakov¹, I.A.Belogorokhov¹, A.I.Belogorokhov¹, S.J. Pearton²

¹Institute of Rare Metals, B.Tolmachevsky, 5, 119017, Moscow; phone: +7(495)981-3010, *e-mail avgovorkov@gmail.com; ²University of Florida, Gainesville, USA

For high-power microwave AlGaN/GaN transistors prepared on Si substrate contactless methods of channel temperature measurements were tested whilst passing varying source-drain currents through the structure. The temperature was assessed by measurements of the shift of the bandedge luminescence peak position as a function of current and of the shift of the E2(high) phonon frequency. It was found that, although the actual energy of the bandedge transistion or the phonon energy was a relatively strong function of the stress in specific structures the temperature dependence of the bandedge transition and the peak energy in Raman was very stable for different structures. Above room temperature the temperature dependences of the MCL peak energy and the peak energy in Raman were quite linear. In addition, we found that in our thin transistor structures grown on alien substrate one can observe the Raman peaks associated with the substrate, in our case the 524 cm⁻¹ TO phonon mode of Si. The temperature dependence of the phonon frequency for these phonons can be found in literature and can also be re-checked by temperature measurements. This gives the possibility simultaneously and independently to determine the temperature variations of the substrate at different transistor current values. Our measurements show that at moderate operation transistor currents up to 1A (net power of 1W/mm) the channel temperature increases by 60-100°C. The work was supported by a grant from RFBR (grant #10-02-00566a).

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ ФАЗОВОЙ СЕПАРАЦИИ В In_xGa_{1-x}N(0<x<0.6) С ПОМОщью измерения магнитополевых зависимостей эффекта ходла

<u>Т.А. Комиссарова¹</u>*, А.М. Мизеров¹, В.Н. Жмерик¹, Р. Paturi², С.В. Иванов¹

ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Политехническая ул., 26, 194021, Санкт-Петербург, тел. +7(812)2927124, *e-mail: komissarova@beam.ioffe.ru;

² Wihuri Laboratory, Turku University. FIN-20014, Turku, Finland

Твердые растворы $In_xGa_{1-x}N c x < 0.15$ широко используются в качестве активного слоя в УФ, фиолетовых и синих светодиодах и лазерных диодах на основе нитридов III-ей группы. Получение эпитаксиальных слоев $In_xGa_{1-x}N$ с большим содержанием In высокого структурного качества сопровождается трудностями, связанными с явлением фазового распада твердого раствора и возможным образованием металлических кластеров In. Образование кластеров In стимулируется явлениями фазового распада вследствие большого рассогласования периодов кристаллической решетки InN и GaN, а также процессами аккумуляции In на дефектах. Наличие таких металлобогащенных областей может приводить к снижению эффективности излучательной рекомбинации в $In_xGa_{1-x}N$, что несомненно является одной из причин (наряду с генерацией протяженных дефектов), препятствующей расширению спектрального диапазона эффективной работы светодиодов и лазерных диодов на основе InGaN в длинноволновую область видимого спектра. Поэтому представляется необходимым определение критического состава твердого раствора, при котором начинается кластеризация металлического In.

По аналогии со случаем InN [1], обнаружение аномальной зависимости коэффициента Холла от магнитного поля, которая может быть аппроксимирована в рамках модели, учитывающей наличие сильнопроводящих неоднородностей в полупроводнике, было выбрано в качестве основного критерия для определения критического содержания In в твердом растворе In_xGa_{1-x}N, при котором начинается спонтанное формирование кластеров металлического In.

Все исследованные твердые растворы In_xGa_{1-x}N по виду зависимости коэффициента Холла от магнитного поля при температуре 4.2 К оказалось возможным разделить на три группы:

- эпитаксиальные слои In_xGa_{1-x}N, в которых наблюдалась аномальная зависимость модуля коэффициента Холла (|R_H|) от магнитного поля, аналогичная зависимости в пленках InN, которая была аппроксимирована в рамках модели, учитывающей наличие кластеров In (рис. 1a);
- пленки $In_xGa_{1-x}N$, в которых величина $|R_H|$ уменьшалась при увеличении магнитного поля, что связано с влиянием буферного слоя GaN и изменением величины холл-фактора $In_xGa_{1-x}N$ при увеличении магнитного поля (рис. 16).
- слои $In_xGa_{1-x}N$, демонстрирующие возрастающую магнитополевую зависимость $|R_H|$, которая, однако, отличалась от зависимости, обусловленной наличием в пленках кластеров металлического In (рис. 1в).

В группу пленок, для которых наблюдалась аномальная зависимость коэффициента Холла от магнитного поля при 4.2 К, хорошо описывающаяся моделью, учитывающей наличие кластеров In, входили слои In_xGa_{1-x}N с $x \ge 0.38$. При $x \le 0.35$ зависимость коэффициента Холла от магнитного поля была обусловлена наличием буферного слоя GaN и/или изменением величины холл-фактора, т.е. кластеры In в таких пленках отсутствовали. Наличие или отсутствие кластеров металлического In в твердых растворах In_xGa_{1-x}N с вязано именно с содержанием индия x, поскольку все исследованные слои In_xGa_{1-x}N, в которых были обнаружены кластеры In, были выращены в условиях, близких к стехиометрическим или слегка азот-обогащенных - (Ga+In)/N ≤ 1 . Вместе с тем пленки, в которых кластеры In в объеме отсутствовали, были получены в сильно индий-обогащенных условиях - (Ga+In)/N ≥ 1 . Другими словами, используемые условия ростовой стехиометрии не оказывали влияния на процесс формирования кластеров металлического In.

Таким образом, критическое содержание In, при котором начинается спонтанное формирование кластеров металлического In в твердых растворах $\ln_x Ga_{1-x}N$, составляет (0.38 ± 0.03), что хорошо согласуется с данными оптических измерений [2], где было обнаружено, что в твердых растворах $\ln_x Ga_{1-x}N$ с $x \ge 0.4$ в спектрах фотолюминесценции появляется второй пик при энергии ~ 0.7 эВ, который может быть связан с появлением кластеров In. Полученное критическое значение *x* накладывает ограничения на использование твердых растворов $\ln_x Ga_{1-x}N$ в оптоэлектронных приборах зеленого и желто-зеленого спектральных диапазонов.

Помимо слоев In_xGa_{1-x}N, которые по виду магнитополевой зависимости $|R_H|$ демонстрировали либо наличие кластеров металлического In либо их отсутствие в полупроводниковой матрице, существовала группа твердых растворов In_xGa_{1-x}N (0.2<x<0.35), в которых модуль R_H увеличивался с ростом магнитного поля, однако зависимость $|R_H|$ от В существенно отличалась от той, которая на-

блюдается в случае существования в полупроводнике сильнопроводящих неоднородностей. Такая магнитополевая зависимость |R_H| была объяснена наличием (из-за фазового распада) в слоях In_xGa_{1-x}N областей с различным содержанием In и, следовательно, различной проводимостью. Ранее [3] было показано, что наличие в полупроводнике областей с различной проводимостью вдоль какого-либо направления может приводить к возрастающей зависимости коэффициента Холла от магнитного поля. Кроме того, в большинстве исследованных пленок In_xGa_{1-x}N вплоть до высоких температур (100 К) наблюдалось сосуществование эффектов отрицательного и положительного эффектов магнитосопротивления. Известно, что наличие областей с различной проводимостью в полупроводнике оказывает более сильное влияние на поведение магнитосопротивления в магнитном поле, нежели на поведение коэффициента Холла [3]. В материалах с неоднородностью электрической проводимости наряду с эффектом положительного магнитосопротивления может наблюдаться и сильный эффект отрицательного магнитосопротивления вплоть до высоких температур. Таким образом, наблюдение эффекта отрицательного магнитосопротивления свидетельствует от том, что фазовый распад присутствует во всех исследованных твердых растворах $In_xGa_{1-x}N$ с x>0.2, однако в случае, когда есть какой-либо другой более значимый фактор, например, наличие кластеров металлического In, то последний начинает преобладать в зависимости коэффициента Холла от магнитного поля, маскируя особенности, связанные с фазовым распадом.



Рис.1. Типичные экспериментальные зависимости модуля коэффициента Холла от магнитного поля (черные линии). Серые линии – предполагаемый ход магнитополевой зависимости |R_H| в случае наличия в слоях кластеров In.

- [1] T.A. Komissarova et al., Appl. Phys. Lett. 95, 012107 (2009).
- [2] T. V. Shubina et al., AIP Conf. Proc. 893, 269 (2007).
- [3] R.T. Bate et al., J. Appl. Phys. 32, 806 (1961).

STUDY OF PHASE SEPARATION PHENOMENA IN In_xGa_{1-x}N (0<x<0.6) BY MEASURING MAGNETIC FIELD DEPENDENCES OF HALL EFFECT

T.A. Komissarova¹*, A.M. Mizerov¹, V.N. Jmerik¹, P. Paturi², and S.V. Ivanov¹

¹Ioffe Institute. Polytekhnicheskay str., 26, 194021, St. Petersburg, ren. +7(812)2927124, *e-mail: komissarova@beam.ioffe.ru;

² Wihuri Laboratory, Turku University. FIN-20014, Turku, Finland

Electrical properties of $In_xGa_{1-x}N$ have been studied in high magnetic fields (up to 30 T). Observation of abnormal magnetic-field dependences of the absolute value of Hall coefficient allows us to determine the critical value of In content in $In_xGa_{1-x}N$ (*x*=0.38±0.03) at which In metallic clusters are spontaneously formed during growth. No substantial effect of growth stoichiometric conditions on In cluster formation in InGaAs alloys have been observed. Specific influence of phase separation of $In_xGa_{1-x}N$ alloys on their electrical properties has also been investigated.

ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ НИТРИДА ГАЛЛИЯ В КАЧЕСТВЕ МАТЕРИАЛА ДЛЯ СПИНТРОНИКИ

С.С. Хлудков*

Сибирский физико-технический институт при Томском госуниверситете. Пл. Новособорная, 1, 634050, Томск, тел. +7(3822)413434, *e-mail: Khludkov@pochta.ru;

Нитрид галлия широко используется для изготовления светоизлучающих диодов и лазеров, высокочастотных транзисторов, приборов, способных функционировать при повышенных температурах. Наряду с этим он является перспективным материалом для новой области техники – спинтроники. Для спинтроники необходимы материалы, обладающие ферромагнитными свойствами при комнатной температуре, совместимые с материалами современной электроники [1,2]. Ферромагнитные свойства полупроводникам придают легируя их магнитными примесями. Они получили название разбавленные магнитные полупроводники- dilute magnetic semiconductors (DMS). Исследование DMS было начато с соединений II-VI и окислов и затем соединений III-V: InAs, GaAs и позднее GaN. В настоящем сообщении будет представлен обзор литературы по получению и исследованию GaN, легированного магнитными примесями - переходными металлами и редкоземельными элементами.

Исследованию магнитных свойств GaN посвящено значительное число как теоретических, так и экспериментальных работ. Экспериментальные исследования GaN стали проводиться особенно интенсивно после того как авторы [3], используя модель Зинера, предсказали возможность получения GaN:Mn с высокой температурой Кюри (T_C). Магнитные свойства GaN придают, легируя его примесями переходных металлов и редкоземельных элементов. Основной магнитной примесью в GaN является марганец. Но есть работы по магнитным свойствам GaN, легированного и другими переходными металлами (Fe, Ni, Cr, V).

Легирование GaN марганцем осуществляют в процессе роста слоев методом молекулярно лучевой эпитаксии (MBE) или мосгидридной эпитаксии (MOVPE) в основном на сапфировых подложках, а также в процессе ионного легирования. Структуры Ga_{1-х}Mn_xN с температурой Кюри выше комнатной получены и исследованы в ряде работ. В слоях Ga_{1-х}Mn_xN, полученных методом MBE, с х до 5% наблюдается четко выраженный ферромагнитный гистерезис с T_C до 400К [4]. В [5] исследованы оптические и магнитные свойства изготовленных в процессе MOVPE Ga1-xMnxN нанопроволок. В образцах с х более 0.04 ферромагнетизм наблюдали до комнатных температур. В [6] получены ферромагнитные слои GaMnN, выращенные методом MOVPE в горизонтальном реакторе. В [7] пленки состава x = 0-0.18 получены методом реактивного магнетронного распыления на подложках GaAs, Si и аморфном SiO₂. Методами сканирующей электронной микроскопии и диффракции рентгеновских лучей установлено, что пленки имеют нанокристаллическую структуру с размером зерен 15-19нм, наличия выделений Mn не обнаружено. Ферромагнитные характеристики слоев GaMnN, сформированных имплантацией Mn+ в эпитаксиальные слои p-GaN:Mg толщиной 1,5мкм, выращенные методом MOCVD, исследованы в [8]. Имплантацию Mn+ осуществляли с энергией 200 кэВ, дозой 5 10¹⁶см²,отжиг - при 900 ∘С в атмосфере азота. Исследовались структурные, оптические и магнитные свойства как нелегированных слоев, так и слоев GaN, легированных Mn. Устанавлено, что GaN, легированный Мп, имеет две ферромагнитные фазы. Одна, связанная с однородно распределенным Мп, сохраняет ферромагнитные свойства до 75-100 K, вторая, обусловленная преципитатами GaMn, - до температур выше 300К. В работах [9,10] слои GaN, легированные Mn в процессе имплантации, имели температуру Кюри в интервале 250К - 370 К. В теоретической работе [11] изучена спин поляризованная электронная структура GaN, одновременно легированного Mn и Cr. Показано, что GaMnCrN имеет более высокую температуру Кюри, чем GaN, легированный только Mn или Cr.

В [12] демонстрируется спин-расщепление Рашба в гетерострурах GaN /AlGaN /GaN. Спин ращепление Рашба в зонной структуре может позволить управление спином, что важно для практического применения.

DMS GaN, легированый хромом, был получен в [13]. Слои GaCrN, выращенные на сапфировых подложках методом MOVPE в горизонтальном реакторе, проявляли четкую петлю гистерезиса при 300К.

DMS GaN, проявляющий ферромагнетизм при температуре выше комнатной, был впервые получен при легировании Gd [14], позднее - другими редкоземельными элементами: Sm, Eu. Пленки Ga_{0.94}Gd_{0.06}N, выращенные на SiC подложках методом МЛЭ, проявляли ферромагнитные свойства при температурах выше 400K, причем гистерезис на кривых намагничивание-магнитное поле

наблюдался при температурах 7–400К[14]. В [15] исследованы магнитные свойства эпитаксиальных слоев GaN:Gd в зависимости от магнитного поля и температуры. Авторы наблюдали беспрецедентный магнитный момент. Средняя величина момента на атом Gd в GaN:Gd составила 4000 µ_B, в то время как атомный момент Gd составляет 8 µ_B. Материал проявляет ферромагнитные свойства при комнатной температуре. Колоссальный магнитный эффект наблюдался также в пленках GaN:Eu [13]. Ферромагнитными свойствами обладают и пленки GaN, легированные Sm в процессе имплантации[13].

- [1] Б.П. Захарченя, В.Л. Коренев. УФН 175, 629 (2005).
- [2] I.Zutic, J.Fabian, S.Das Sarma. Rev. Mod. Phys. 76, 323 (2004).
- [3] T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, Science 287, 1019 (2000).
- [4] I.T.Yoon, J.M.Myoung. Physica E. 40, 3009 (2008).
- [5] Y.B.Byeun, K.-S.Han, S.-C.Choi. Mater. Science Eng. A 452, 499 (2007).
- [6] Z. Sofer, D. Sedmidubsky, et al. J. Crystal Growth 310, 5025 (2008).
- [7]D.M.G.Leite, da Silva L.F., Pereira A.L.J. J. Crystal Growth. 294, 309 (2006).
- [8] Y. Shon, S.Lee, H.C. Jeon et al. Materials Science and Eng. B 146, 196 (2008).
- [9] N. Theodoropoulou, A.F. Hebard, et al. Appl. Phys. Lett. 78, 3475 (2001).
- [10] M.L. Reed, H.H. Stadelmaier, M.K. Ritums. Appl. Phys. Lett. 79, 3473 (2001).
- [11] N. Tandon, G. P. Das, Anjali K. Phys. Rev. B 77, 205206 (2008).
- [12] Weber W., Ganichev S.D., et al Appl. Phys. Lett. 87, 262106 (2005).
- [13] Y.S.Cho, H.Hardtdegen, N.Kaluza. Journal of Crystal Growth. 312, 1 (2009).
- [14] N. Teraguchi, A. Suzuki, et al. Solid State Commun. 122, 651 (2002).
- [15] S. Dhar, O. Brandt, M. Ramsteiner et al. Physical Review Letters 94, 1 (2009).

THE PERSPECTIVE OF USING OF GALLIUM NITRIDE AS MATERIAL OF SPINTRONICS

<u>S.S. Khludkov</u>*

Siberian Physicotechnical Institute, Tomsk State University. Novosobornaya, 1, 634050, Tomsk tel: (3822)413434, *e-mail: Khludkov@pochta.ru

Gallium nitride is potential semiconductor material for spintronics. Semiconductor doped by magnetic impurities is material with ferromagnetic properties - dilute magnetic semiconductors (DMS). The review of literature about DMS GaN doped by magnetic impurities - transition metals (Mn, Fe, Ni, Cr, V) and rare earth elements (Gd, Eu, Sm) will be maked in this report. Doping of GaN to introduce magnetic impurities is in process of growth films on sapphire by MOCVD or MBE or the use of ion implantation. GaN films doped by transition metals and rare earth elements have very often have room temperature ferromagnetism.

ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНЫЕ СТРУКТУРЫ AIGaN/GaN ДЛЯ СВЧ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ НА РАЗЛИЧНЫХ ПОДЛОЖКАХ

А.А.Арендаренко, И.Г. Ермошин, В.А.Орешкин, <u>Ю.Н. Свешников</u>*, И.Н. Цыпленков

ЗАО "Элма-Малахит"-ДО ОАО "Концерн Энергомера". Пр.4806, д.4, стр.2, 124460,Москва, Зеленоград, тел. +7(499)7208370, e-mail:sveshnikov@elma-malachit.ru

СВЧ полевые транзисторы с высокой подвижностью электронов (HEMT) на основе гетероструктур AlGaN/GaN все шире осваиваются в промышленном производстве ведущих фирм. При этом используются гетероструктуры, выращенные не только на подложках полуизолирующего карбида кремния – основного типа структур для изготовления СВЧ транзисторов и МИС, но и на значительно более доступных подложках кремния и сапфира. При этом успехи, достигнутые в исследовании и совершенствовании технологии эпитаксиального роста нитридных гетероструктур на подложках кремния [1], позволили создать приборы на структурах GaN/Si с параметрами, приближающимися к коммерчески выпускаемым приборам на GaN/SiC[2], а специальные конструкции транзисторов обеспечили высокие характеристики CBЧ усилителей, изготовленных на структурах, выращенных на подложках сапфира[3].

В настоящей работе приводятся некоторые результаты исследований по созданию структур AlGaN/GaN на подложках сапфира, карбида кремния и кремния, пригодных для изготовления HEMT.

Основная проблема создания таких структур – это выбор условий начальной стадии роста, то есть перехода от инородной подложки к собственно нитридной структуре. Различие в периоде кристаллической решетки и ТКР между материалом подложки и нитрида галлия требует в каждом случае специального подхода к решению этой задачи, поскольку возникающие в процессе роста и охлаждения напряжения и структурные дефекты должны быть сведены к минимуму.

Для получения гетероструктур использовался МОС-гидридный метод. В качестве подложек применяли пластины сапфира ("Монокристалл"), полуизолирующего 4H-SiC (Cree) и высокоомного кремния (Si-Mat). Активная часть структуры состояла из слоя GaN толщиной ~ 1-2 мкм и области AlGaN толщиной 20-25 нм, часть которой (12-15 нм) могла быть легирована кремнием до уровня ~3.10¹⁸ см⁻³. Содержание Al в слоях находилось на уровне 28-33 ат.%. Процесс роста осуществлялся при давлении в реакторе 100 мм рт.ст.

Выращивание структур на подложках сапфира осуществлялось известным 2-х стадийным методом. В этом случае, в зависимости от условий формирования и трансформации зародышевого слоя, а также характера перехода от 3-х мерного к двумерному росту, на границе раздела с подложкой могут формироваться нежелательные проводящие прослойки, для устранения которых используются различные технологические приемы, влияющие, однако, на структурное совершенство и, в конечном итоге, на электрофизические параметры гетероструктур [4]. Поиск разумного баланса в этом случае является одной из задач оптимизации технологии.

На рис.1 приведены соотношения плотности носителей заряда в двумерном электронном газе и их подвижности в гетероструктурах с разным структурным совершенством, оцениваемым по ширине кривых качания (ШКК) кривых рентгеновской дифракции в отражении (002). Как видно, значение ШКК 310 ArcSec является граничным, выше которого параметры структур заметно ухудшаются. С другой стороны, если ШКК структуры находится на уровне 240-250 ArcSec, то велика вероятность возникновения проводящих каналов на границе раздела слой-подложка.

Для получения структур на подложках карбида кремния применялся изотермический режим (1050°C) начальной стадии с использованием переходного слоя AlN-AlGaN. Оптимизация композиции этой области позволила получить структуры с электрофизическими характеристиками, не отличающимися от характеристик структур, полученных на подложках сапфира. При этом ШКК получаемых структур может быть заметно ниже.

Значительно труднее получить качественные гетероструктуры на подложках кремния. Различные приемы, применяемые в этом случае, приводят к тому, что переходная композиция может достигать нескольких микрон по толщине, что, естественно, усложняет процесс роста.

В наших исследованиях мы применили многослойную переходную область на основе сочетания слоев AlGaN различного состава и толщины. Получены гетероструктуры, имеющие зеркальную поверхность, свободную от трещин по всей области структуры диаметром 2" за исключением периферийной области ~ 2-3 мм, и содержащих гетеропереход AlGaN-GaN, образующий канал проводимости с плотностью носителей заряда 1.10¹³ см⁻² и подвижностью более 900 см²/В.с.. Очевидно, что это не рекордные характеристики, и работа по оптимизации технологии еще далеко не закончена.





Рис.1 Влияние структурного совершенства гетероструктур AlGaN/GaN, выращенных на подложках сапфира, на соотношение между плотностью носителей заряда в ДЭГ и их подвижностью

Рис. 2 Кривые рентгеновской дифракции гетероструктур AlGaN/GaN на подложках сапфира-1, карбида кремния -2, кремния -3

На рис.2 приведены кривые рентгеновской дифракции гетероструктур, выращенных на различных подложках, а на рис. 3 - профили поверхности гетероструктур AlGaN/GaN, выращенных на подложках сапфира (а), карбида кремния(б) и кремния (в). Как и ожидалось, структуры на сапфире и карбиде кремния имеют слегка вогнутую поверхность, что отражает наличие напряжений сжатия в эпитаксиальных слоях, а структура на подложке кремния показывает наличие напряжений растяжения, приводящих к выгнутому фронту поверхности.



Рис.3 Форма поверхности гетероструктур AlGaN/GaN на подложке сапфира (а), карбида кремния (б) и кремния (в)

- [1] H.P.D.Schenk, E.Frayssinet et al. J. Cryst. Growth 314 (2011), 85-91
- [2] D.C.Dumka et al. Electron. Lett. 46, p.946, 2010 г
- [3] R.Stevenson, Compound Semiconductor, August 2008,25.
- [4] S.Das Bakshi, J.Summer et al. J. Cryst. Growth 311 (2009), 232-237

AIGaN/GaN HETEROEPITAXIAL STRUCTURES FOR MICROWAVE FIELD EFFECT TRANSISTORS ON DIFFERENT SUBSTRATES

A.A. Arendarenko, I.G. Ermoshin, V.A. Oreshkin, Yu.N. Sveshnikov*, I.N. Tsyplenkov

JSC "Elma-Malahit", pass.4806, b.4/2, Moscow, Zelenograd, 124460 tel.: +7(499)7208370, *e-mail: sveshnikov@elma-malachit.ru;

Device quality AlGaN/GaN heterostructures on different substrates (sapphire, SiC, Si) were grown by MOCVD. It was shown that for structures grown on sapphire there is a critical FWHM value of XRD rocking curve beyong which degradation of carrier mobility occurs. Variation of surface shape resulting from different types of stress in the heterostructures is experimentally demonstrated.

МОНОЛИТНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ С ВЫХОДНОЙ МОЩНОСТЬЮ 1 ВТ ДИАПАЗОНА 30-37 ГГц НА GaN НЕМТ ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ

<u>Ю.В. Федоров</u>*, Д.Л. Гнатюк, А.В. Зуев, Р.Р. Галиев

Институт СВЧ полупроводниковой электроники РАН, Нагорный пр. д.7, корп.8/0, 117105, г.Москва, тел. +7(495)123-44-64, e-mail: isvch@isvch.ru

В настоящее время в мире большое внимание уделяется разработке приемо-передающих систем КВЧ диапазона. Сравнительно низкое затухание в атмосфере в широкой полосе частот делает этот диапазон привлекательным для реализации в нем целого ряда широкополосных приемопередающих радиоэлектронных систем различного назначения с высокими скоростями передачи данных. Для передающих трактов подобных систем нужны монолитные усилители с высокими рабочими частотами, мощностью, КПД и линейностью. Добиться таких результатов позволяет применение НЕМТ гетероструктур на основе GaN вместо узкозонных полупроводников.

Успехи в конструировании систем на основе GaN во многом определяются совершенством гетероструктур. В настоящей работе были использованы отечественные гетероструктурные подложки AlGaN/AlN/GaN производства ЗАО «Элма-Малахит». Опыт наших более ранних работ на данных подложках показал возможность реализации на них СВЧ транзисторов, имеющих предельные частоты усиления по току и напряжению до 77 и 177 ГГц соответственно [1], что позволило нам успешно разработать и изготовить МИС усилителя мощностью 300 мВт [2]. В настоящей работе сообщается о разработке монолитной интегральной схемы (МИС) усилителя мощностью I Вт, которая является дальнейшим развитием предыдущей разработки.

Усилитель построен по трехкаскадной схеме. Для обеспечения необходимой выходной мощности в первых двух каскадах применены транзисторы с периферией 4x50 мкм, а в третьем каскаде – 8x50 мкм. На рисунках 1 и 2 показаны схема и внешний вид кристалла усилителя мощности соответственно. Размер кристалла составил 2,6x1,3 мм².



Рис. 1 - Структурная схема УМ.



Рис.2 – Внешний вид кристалла УМ.

При помощи разработанной нелинейной модели транзистора были исследованы СВЧ и динамические характеристики усилителя. На основании полученной принципиальной схемы был разработан топологический проект схемы, для которого был выполнен полный электродинамический анализ и внесены необходимые коррективы.

Результаты электродинамического расчета СВЧ характеристик схемы показаны на рисунках 3 и 4. В диапазоне 30 -37 ГГц усилитель имеет усиление 18 – 22 дБ, хорошее согласование по входу и выходу, а также остается безусловно стабильным во всем расчетном диапазоне от 10 МГц до 67 ГГц.





Рис. 3 – Результаты расчета коэффициента передачи S21 усилителя мощности.

Рис. 4 – Результаты расчета КСВН по входу и выходу усилителя мощности.

На рисунках 5 а) и б) приведены графики расчета уровня выходной мощности усилителя на частоте 35 ГГц при напряжении питания 20В и 25В. Как видно, усилитель должен обеспечить заданную выходную мощность при напряжении питания от 20 В.



Рисунок 5 – Графики расчета уровня выходной мощности усилителя. a) Vd=20B б) Vd=25B.

На основе отечественных гетероструктур AlGaN/AlN/GaN был разработан проект усилителя мощности 1 Вт. В настоящее время рабочая пластина с данным проектом находится на стадии изготовления. Успешная реализация предшествующего проекта усилителя мощности 300 мВт дает все основания ожидать получения положительных результатов в ближайшем будущем.

- [1] Федоров Ю.В., Гнатюк Д.Л., Галиев Р.Р., Щербакова М.Ю., Свешников Ю.Н., Цыпленков И.Н. – Исследования влияния толщины барьерного слоя гетероструктур AlGaN/AlN/GaN/Canфир на параметры НЕМТ КВЧ диапазона - Материалы IX научно-технической конференции «Твердотельная электроника, сложные функциональные блоки РЭА», Звенигород 2010, стр. 47 -49.
- [2] Федоров Ю.В., Гнатюк Д.Л., Галиев Р.Р., Щербакова М.Ю., Свешников Ю.Н., Цыпленков И.Н. -Усилители мощности КВЧ диапазона на гетероструктурах AlGaN/AlN/GaN/Canфир - Материалы IX научно-технической конференции «Твердотельная электроника, сложные функциональные блоки РЭА», Звенигород 2010, стр. 44 - 46.

1W 30 - 37 GHz POWER AMPLIFIER MMIC BASED ON GaN HEMT

Yu.V. Fedorov*, D.L. Gnatyuk, A.V. Zuev, R.R. Galiev

Institute of ultra-high frequency semiconductor electronics of RAS, Moscow, Nagorny prd. d.7 korp. 8/0, 117105, Tel. +7(495)123-44-64, e-mail: isvch@isvch.ru

1W Ka-band MMIC PA development results are presented. 3-stage MMIC PA has calculated gain as high as 18-22 dB and good input and output matching. Output power of at least 30 dBm at 35 GHz is reached at 20V drain bias. Chip size is 2,6x1,3 mm². The wafer is currently under production.

СТАНДАРТИЗОВАННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ III-НИТРИДОВ В ЗАО «СВЕТЛАНА-РОСТ»: ПРОБЛЕМЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ

<u>Д.М. Красовиикий</u>*, 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 последних 10 лет СВЧ электронная компонентная база (ЭКБ) на основе нитридов III группы прочно вошла в сферу деятельности крупнейших мировых центров микроэлектроники. Однако, несмотря на начавшуюся за рубежом коммерциализацию изделий на основе нитридов, ряд технологических проблем по-прежнему сдерживают массовое применение этих перспективных материалов. К числу таких проблем относится комплекс вопросов, связанных с выбором теплопроводящей подложки для эпитаксиального роста гетероструктур, механизмами деградации параметров транзисторов, методологией проектирования МИС и архитектуры систем на их основе. 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. Поэтому разработка конкретной МИС превращается в разработку топологии на основе библиотеки стандартных элементов, параметры которых находятся в прямой связи с параметрами примененного техпроцесса.

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 и согласованными со всеми заинтересованными ведомствами [1,2].

В ЗАО «Светлана-Рост» стандартизованы конструкция и техпроцесс изготовления методом аммиачной молекулярно-пучковой эпитаксии гетероструктур на основе AlGaN с двойным электронным ограничением [3], имеющих электрофизические параметры мирового уровня (рис.1а). При приборной апробации гетероструктур в изделиях сторонних производителей СВЧ ЭКБ, в зависимости от примененной топологии, продемонстрированы 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).



Рис.1. Карта слоевого сопротивления стандартной гетероструктуры AlGaN с двойным электронным ограничением (a); РЭМ-изображение затвора, полученного по стандартному техпроцессу «AlGaN DHFET 05 DL» (b)

В ЗАО «Светлана-рост» разработан стандартный техпроцесс «AlGaN DHFET 05 DL» (рис.16), на основе которого в сжатые сроки проведен ряд разработок ЭКБ, в частности, следующее поколение широкополосного усилителя (2 Вт, 17-25 дБ в полосе 0,1-4 ГГц) и усилителя мощности С-диапазона (7 Вт, 10 дБ на 4-6 ГГц). Уровень расчетных параметров ЭКБ, созданной на основе процесса «AlGaN DHFET 05 DL», конкурентоспособен на рабочих частотах до 8 ГГц. С рядом отечественных прозводителей ЭКБ начаты разработки пластин с заказанными элементами [1,2] по правилам проектирования, созданным на основе техпроцесса «AlGaN DHFET 05 DL».

Другим бурно развивающимся направлением использования нитридов III группы является создание на их базе CB4 акустоэлектронных приборов на объемных волнах, основой которых является CB4 ФБАР резонатор (FBAR- finite bulk acoustic resonator). При изготовлении приборов на нитридных эпитаксиальных гетероструктурах высокого кристаллического качества акустоэлектроника обретает возможность создания резонаторов на частоты в десятки гигагерц [4].

В докладе кратко рассмотрены состояние и перспективы развития промышленных технологий создания нитридной акустоэлектронной компонентной базы в ЗАО «Светлана-Рост» в рамках оказания технологических услуг, в том числе- выращивания гетероструктур методом молекулярнопучковой эпитаксии (МПЭ), проведения процессов плазмохимического травления, нанесения диэлектрических и металлических покрытий и т.д. На примере некоторых перспективных типов пьезодатчиков показаны прототипы технологических маршрутов создания этих изделий.

Основой таких маршрутов является получение гетероструктур AlN/GaN на подложках кремния, при этом более тонкие высоколегированные слои GaN могут использоваться в качестве контактных, а более толстые слои AlN с высокой однородностью толщины- в качестве активной среды распространения акустических волн. Показано, что вариацией ростовых условий МПЭ и прецизионным подбором толщин слоев удается полностью исключить влияние остаточных механических напряжений, возникающих вследствие рассогласования кристаллических решеток материалов гетероструктуры.

Экспериментально опробованы варианты исполнения Брэгговских зеркал на гетероструктурах со слоями AlN, в том числе- комбинированных зеркал SiO₂/Mo, полученных чередованием циклов плазмохимического осаждения и электронно-лучевого напыления. Показана работоспособность экспериментальных акустоэлектронных датчиков, созданных при участии ЗАО «Светлана-Рост» в ОАО «АКБЭЛ». Данные экспериментальных измерений подтвердили результаты численного теоретического расчета, что позволило сделать вывод о том, что выращенные методом МПЭ тонкопленочные структуры могут быть применены для создания на их основе акустоэлектронных резонаторов СВЧ диапазона частот (1-10 ГГц).

- [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] M. Hara, M. Yokoyama, T. Sakashita, M. Ueda, Y. Sato. Proc. of IEEE Ultrasonics Symp., 851 (2009)

Industrial III-nitride technologies in Svetlana-Rost: challenges and prospects

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

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. Wide conditions range available on growth equipment used as well as flexible heterostructure designs allows controlling of device oriented material properties. For microwave applications, thick AIN "templates" grown at extremely high (up to 1100°C) substrate temperature in conjunction with multilayer transition region design both provide low dislocation density in the order of 10⁸ cm⁻². The strong carrier confinement in two-dimensional electron gas for collapse-free transistor operation is provided by placing GaN channel between AIGaN barriers of various AI content, keeping high sheet conductivity of 260-320 Ohm/square. Based on these heterostructures a number of power amplifiers for L-, S-, C- and X-band are realized. For various types of bulk acoustic resonators, stress-controlling technology of AIN/GaN layers having high depth uniformity on Si substrates is also developed.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИОДОВ ШОТТКИ НА ОСНОВЕ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЁВ НИТРИДА ГАЛЛИЯ n-ТИПА

<u>А.В. Желаннов</u>^{1,2*}, **В.Е. Удальцов**² ¹ ОАО «ОКБ - Планета», ул. Федоровский ручей, 2/13, 173004, г. Великий Новгород, тел. +7(905)291-96-93, *ZhelannovAV@okbplaneta.ru ² Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого, Б. С.-Петербургская, 41, 173004, г. Великий Новгород, тел. +7(911)6178167, veou@list.ru

Среди широкозонных материалов GaN является перспективным материалом для высокочастотных и высокотемпературных применений вследствии больших подвижностей электронов и пробивных полей (> 3MB/см). Диоды Шоттки на основе GaN весьма привлекательны для силовой электроники из-за их высокого быстродействия и пробивных напряжений [1]. В настоящее время широкое распространение получили диоды Шоттки на основе кремния с относительно небольшим (до 50 В) обратным напряжением пробоя и предельным прямым током в несколько ампер. Для таких приборов характерно наличие омического и барьерного контактов площадью в несколько квадратных миллиметров. При реализации диодных структур с такими размерами на основе широкозонных полупроводников возникают сложности из-за высокой плотности дефектов эпитаксиальных слоев.

В работе представлено исследование влияния пощади барьера Шоттки и уровня легирования слоев нитрида галлия n-типа на выходные параметры приборов. Эпитаксиальные слои GaN были выращены на подложках сапфира (0001) методом химического осаждения из газовой фазы с использованием металлорганических соединений. Структурные параметры эпитаксиальных слоев представлены на рисунке 1.

n ⁺ -GaN 1,3·10 ¹⁷ см ⁻³ 0,3мкм	n ⁺ -GaN 1,0·10 ¹⁸ см ⁻³ 0,3мкм
n-GaN (5-7)·10 ¹⁵ см ⁻³ 2мкм	n-GaN 1,1·10 ¹⁷ см ⁻³ 2мкм
Буфер GaN 1,5 мкм	Буфер GaN 1,5 мкм
Сапфир (0001) 430мкм	Сапфир (0001) 430мкм
a)	ნ)

a)

Рисунок 1 - Структура эпитаксиальных слоев

Используя указанные эпитаксиальные структуры, изготовлены и исследованы диоды Шоттки с прямоугольной и круговой топологией контакта. Формирование меза-изоляции осуществлялось методом ионного травления с маской из титана. Омические контакты Ti/Al/Ni/Au изготавливались с помощью контактной «взрывной» фотолитографии с последующим отжигом в атмосфере азота при температуре 900°С [2]. В качестве барьерной металлизации использовалась система Ni/Au толшиной 0.17мкм. Для пассивании поверхности использовалась пленка SiO₂ толщиной 0.1 мкм.

После формирования на структурах приборной топологии удельное контактное сопротивление омических контактов составляло величину 1,6·10⁻⁶ и 9,4·10⁻⁷ Ом см² для структур а) и б), соответственно.

Параметры диодов с различной площадью контакта Шоттки представлены в таблице 1.

В работе исследовались вольт-амперные характеристики (ВАХ) диодных структур с барьром Шоттки и удельное контактное сопротивление ρ_c . Из прямых ветвей ВАХ рассчитывались высота барьера и величина тока насыщения I₀.

Полученные характеристики могут быть улучшены путем дальнейшей отработки технологии формирования приборных структур, защиты поверхности кристалла, создания охранных колец, а также повышения качества эпитаксиальных слоев нитрида галлия.

Таблица 1 – Параметры диодных структур

Площадь	U _{np} , B	I _{обр} , мкА	φ , эΒ	I ₀ , A/cm ²	U _{проб.} , В
контакта	I _{пр} =100мА	U _{ofp.} =-5B			•
Шоттки,	-	-			
Структура а)					
0.4·10 ⁻³ см ²	>5	0,53	1,06	8.0·10 ⁻⁹	
1.6·10 ⁻³ см ²	4,7	5,50	1,003	1.1.10-9	30-35
3.6·10 ⁻³ см ²	3,85	14,0	0,98	1.5.10-9	
6.4·10 ⁻³ см ²	3,45	42,0	0,97	2.8.10-6	
Структура б)					
0.4·10 ⁻³ см ²	>5	48,0	1,03	8.0·10 ⁻⁹	
1.6·10 ⁻³ см ²	3,55	215,0	1,00	1.1.10-9	20-25
3.6·10 ⁻³ см ²	2,95	505,0	0,99	1.5·10 ⁻⁹	
6.4·10 ⁻³ см ²	2,85	950,0	0,98	2.8.10-6	

[1] S.-C. Lee, M.-W. Ha, J.-C. Her, S.-S. Kim, J.-Y. Lim, K.-S. Seo and M.-K. Han: Proc. ISPSD, 2005, p. 247.

[2] А.В.Желаннов, В.Е.Удальцов, Вестник НовГУ, 2010, №60, с.60-63.

INVESTIGATION OF SCHOTTKY DIODES BASED ON n-TYPE Gan EPITAXIAL LAYERS

<u>A.V. Zhelannov</u>*^{1,2}, V.E. Oudaltsov² ¹ JSC «ОСВ - Planet», ul. Fedorovskiy ruchey, 2/13, 173004, г. Velikiy Novgorod, phone +7(905) 291-96-93, ZhelannovAV@okbplaneta.ru ² Novgorod State University, ul. Bolshaya St.Petersburgskaya, 41, 173004, Velikiy Novgorod, phone

+7(911)6178167, veou@list.ru

This paper presents an experimental production technology and output characteristics of Schottky diodes based on epitaxial GaN, grown on a sapphire substrate. In a study influence the topology of Schottky diodes on the output parameters of devices.

ОСОБЕННОСТИ ТУННЕЛЬНО РЕЗОНАНСНЫХ ДИОДОВ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР НИТРИДА ГАЛЛИЯ

<u>В.И. Егоркин</u>¹*, М.Н. Журавлев¹, В.В. Капаев¹, К.А. Царик¹, С.Б. Бурзин¹, Д.М. Красовицкий², Э.А.Ильичев¹

¹Московский государственный институт электронной техники. 124498, Москва, Зеленоград, проезд 4806, д5 тел. 8 (499) 7108665, *e-mail: egor@qdn.miee.ru; ²ЗАО «Светлана -Рост», 194156, Санкт-Петербург, пр. Энгельса, д.27,

Туннельно-резонансный диод (ТРД) – перспективный прибор для развития элементной базы электроники и создания быстродействующих интегральных схем обработки сигнала. Характерной чертой ТРД является наличие области отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) и малого времени переключения (единицы пикосекунд). В последнее время, в связи со значительным развитием технологии роста вюрцитных гетеросистем GaN/Al_xGa_{1-x}N с низким содержанием дефектов, проявляется возрастающий интерес к созданию ТРД на основе широкозонных соединений нитрида галлия. Более высокая по сравнению с арсенидом галлия ширина запрещённой зоны, скорость электронов, а также термическая и радиационная стойкость делают подобные ТРД перспективным элементом мощных СВЧ интегральных схем.

В настоящем докладе обсуждаются особенности вольт-амперных характеристик ТРД, выращенных на сапфировой подложке с ориентацией (0001) методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Выращивание слоёв гетероструктуры осуществлялось в следующей последовательности. Вначале растился толстый слой нитрида алюминия, материала наиболее близкого с сапфиру по величине постоянной решетки. Затем формировался сложный переходной слой от нитрида алюминия к нитриду галлия, включающий в себя апериодическую сверхрешетку от AlN к тройному раствору $Al_{0.3}Ga_{0.7}N$, толстый слой тройного раствора $Al_{0.3}Ga_{0.7}N$, и градиентный слой $Al_xGa_{1-x}N$, где x уменьшается от 0,3 до 0,1. В качестве первой составляющей использовалась сверхрешетка $AlN/Al_{0.3}Ga_{0.7}N$... $AlN/Al_{0.3}Ga_{0.7}N$ с уменьшением толщины слоев AlN. Далее проводилась эпитаксия рабочих слоёв ТРД-структуры с толщинами AlN барьеров 1 нм, ямы GaN — 2 нм. В качестве контактных слоёв использовался GaN, толщиной 100 нм, легированный кремнием.



Рис. 1. Прямые ветви ВАХ ТРД при первом (1) и втором (2) проходах.

Для исследования параметров гетероструктуры были изготовлены вертикальные ТРД с площадью анода 6×6 мкм². Такие размеры контактов позволяют проводить измерения при высоких значениях напряжения и плотности тока без выгорания диода. В качестве омических контактов используется состав TiAl, который вплавляется в атмосфере азота при температуре 850 °C. Вольтамперные характеристики (BAX) измерялись при комнатной температуре зондовым методом непосредственно на рабочей пластине. Типичная BAX ТРД показана на рис. 1. Установлено, что при первом проходе для большинства диодов ОДП наблюдается при напряжения порядка 3 В. Отношение тока в пике к току в долине составляет 1,2 при плотности тока порядка 10⁵ A/см². Характерной особенностью наблюдаемых BAX является отсутствие гистерезиса на обратной ветви, ток монотонно спадает до нуля. При повторном проходе прямой ветви BAX (от нулевого

напряжения) участок с ОДП перемещается в область меньших напряжений, как это показано на рис.1. Показано, что приложение отрицательного напряжения ~3 В восстанавливает исходную ВАХ.

Наблюдаемые особенности ВАХ являются следствием высокой концентрации глубоких ловушечных центров в барьерах (~10¹⁹ см⁻³). Основными источниками ловушек являются дислокации, локализованные вблизи гетерограниц, и точечные дефекты локализованные вблизи прорастающих дислокаций. При малых значениях напряжения на ТРД протекающий через структуру ток является недостаточным для быстрого заполнения ловушечных уровней электронами. Скорость заполнения слабо зависит от напряжения, что приводит к монотонному росту тока. Повышение напряжения приводит к приближению энергии Ферми E_F к энергии квазистационарного состояния в яме E_r . При $E_F = E_r$ происходит резкое увеличение туннельной прозрачности гетероструктуры и, как следствие, рост тока. Начинается интенсивное заполнение ловушечных центров, сопровождающееся появлением в барьере дополнительного отрицательного заряда. В результате происходит сильное искажение потенциального профиля. Энергия квазистационарного состояния в яме увеличные астоя искажение тРА прадет.

При снятии напряжения полная разрядка ловушечных центров не происходит, потенциальный профиль оказывается отличным от исходного. Это является причиной уменьшения напряжения ОДП при втором проходе. Подача смещения в -3 В освобождает ловушки, возвращая исходный профиль потенциала и вид ВАХ.

FEATURES OF RESONANT-TUNNELING DIODS BASED ON GaN/AlGaN HETEROSTRUCTURES

 <u>V. I. Egorkin¹</u>*, M. N. Zhuravlev¹, V. V. Kapaev¹, K. A. Tsarik¹, S. B. Burzin¹, D. M. Krasovickii², E. A. Ilichev¹
¹ Moscow Institute of Electronic Technology. Bld. 5, Pas. 4806, Zelenograd, Moscow, Russia, 124498 tel. +7 (499) 7108665, *e-mail: egor@qdn.miee.ru;
² Svetlana JSC, Bld. 27, Pr. Engelsa, St.Petersburg, Russia, 194156,

Present paper studies double barrier resonant tunnelling diodes (RTD) based on GaN/AlGaN heterostructures, grown by molecular beam epitaxy on sapphire substrate (0001). Current-voltage (I-V) measurements were performed at the room temperature. It has been found that measured characteristics of RTD have negative differential resistance piece with a weak peak close to 3 V, which is absent on the subsequent down sweep to zero bias. It has been showed that peak tends to degrade at the next measurement. The feature can be explained by the charging of deep level traps in the barriers and the distortion of potential profile. Applying of reverse bias frees traps and returns initial potential profile and shape of I-V characteristic.

ДИНАМИКА РЕКОМБИНАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ GaN/AIN

<u>И.А. Александров</u>*, 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

Исследована нестационарная фотолюминесценция (ФЛ) квантовых точек (КТ) GaN/AlN.

Структуры с КТ были выращены на сапфировых подложках методом молекулярно-лучевой эпитаксии с использованием аммиака в качестве источника активного азота [1]. Структуры содержат 10 слоев КТ, разделенных слоями AlN толщиной 10 нм. Распределение КТ по размерам и форме определялось методом просвечивающей электронной микроскопии.

Возбуждение ФЛ производилось импульсным азотным лазером с энергией кванта 3.68 эВ, что соответствует возбуждению на уровни КТ. Для нахождения условий одноэкситонного возбуждения была исследована зависимость спектра и кривых затухания ФЛ КТ GaN/AlN от мощности возбуждения. Форма спектра и кривых затухания ФЛ не зависят от мощности возбуждения при плотности энергии в импульсе ниже 30 мкДж/см², следовательно, в этих условиях можно считать что в КТ генерируется не более одной электрон-дырочной пары за импульс.

Кривые затухания не описываются экспоненциальным законом. Наблюдается сильное изменение кривой затухания вдоль спектра, соответствующее увеличению излучательного времени жизни с высотой КТ из-за пространственного разделения электрона и дырки встроенным электрическим полем. Кривые затухания слабо меняются с температурой в диапазоне 5–300 К.

Неэкспоненциальное затухание ФЛ может быть вызвано различием времен жизни в КТ, излучающих на одной длине волны, из-за различия формы КТ, состава или встроенных напряжений. Для учета флуктуаций формы КТ мы провели расчет энергии основного перехода и излучательного времени жизни в КТ с различным отношением высота/диаметр. Расчет проводился методом эффективной массы с использованием полученного в [2] приближенного потенциала. Закон затухания рассчитывался суммированием вкладов КТ, излучающих на одной длине волны, по экспериментально определенному распределению КТ по размерам. Расчетные кривые затухания ФЛ качественно согласуются с экспериментальными, что подтверждает сильное влияние флуктуаций формы КТ на закон затухания ФЛ ансамбля КТ GaN/AIN. Более медленное по сравнению с расчетным затухание ФЛ в конечном участке кривой предположительно вызвано туннельным переносом носителей заряда между состояниями КТ и глубоких ловушек.

Работа поддержана грантами РФФИ 09-02-00974 и 10-02-00077.

V.G. Mansurov, Yu.G. Galitsyn, A.Yu. Nikitin, K.S. Zhuravlev, and Ph. Vennegues. Phys.stat.sol.(c) 3, 1548 (2006).

^[2] D.P.Williams, A.D. Andreev, E.P. O'Reilly, D.A. Faux, Phys. Rev. B 72, 235318 (2005).



Рис.1. Кривые затухания фотолюминесценции квантовых точек GaN/AIN в различных точках спектра. Точки – эксперимент, сплошные линии – расчет.

CARRIER RECOMBINATION DYNAMICS IN GaN/AIN QUANTUM DOTS

I.A. Aleksandrov*, K.S. Zhuravlev

A.V. 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;

We report investigations of photoluminescence (PL) kinetics in hexagonal GaN/AIN quantum dots (QDs). The observed decay law is essentially nonexponential. In order to take into account quantum dot shape fluctuations we calculate radiative lifetime and ground-state optical transition energy of GaN/AIN quantum dots with different height to diameter ratios. Decay law has been calculated by summation of PL intensities of QDs with same transition energy over the experimentally determined QD size distribution. The calculated decay curves agree qualitatively with the experimental curves, that indicates strong influence of QD shape fluctuations on the decay law. Slower than the calculated decay at the long times is caused presumably by forward and backward transfer of charge carriers between QDs and traps.

ФОРМИРОВАНИЕ ОПТИМАЛЬНОГО ОМИЧЕСКОГО КОНТАКТА К СЛОЮ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ НА ГЕТЕРОПЕРЕХОДЕ AIGan/Gan с использованием плазменного Rie травления

<u>Н.А. Андрианов^{1*}</u>, А.Г. Ткаченко¹, А.И. Лапшин¹

3AO «Светлана-Рост», Санкт-Петербург, пр. Энгельса 27, 194156, Тел. 89046374476. *e-mail: andrianov@semiteq.ru.

Гетеропереходы на основе нитридов III группы открывают возможности для создания нового поколения мощных, высочастотных полевых транзисторов, способных работать в условиях высоких температур и агрессивных сред. В настоящее время HEMT'ы на основе AlGaN/GaN имеют концентрацию Al около 30% и толщину 20-25нм. Формирование омического контакта с контактным сопротивлением на уровне 0,3-0,5 ом*мм к таким "прикрышкам" вполне возможно стандартным способом: напылением контактной металлизации на основе Ti/Al и RTA-вжиганием. Дальнейшее улучшение характеристик AlGaN-HEMT транзисторов (увеличение тока насыщения BAX, частотные характеристики) требуют увеличения концентрации Al и уменьшение толщины слоя прикрышки. Однако формирование омического контакта к широкозонным полупроводникам является проблемой, и один из путей её решения – формирование рецесса в области Ом-контакта для улучшения процесса туннелирования или для формирования непосредственного контакта к 2-DEG [1,2]

В настоящей работе исследовалась возможность минимизации контактного сопротивления к слою двумерных электронов на гетерогранице n-Al0,4Ga0,6N/GaN за счет формирования рецесса перед напылением контактной металлизации. Формирование рецесса проводилось методом реактивного ионного травления в разряде CCl₄/Ar. Варьировались глубина канавки (от 100 до 250 Å), а также температура процесса отжига омического контакта. Глубина рецесса контролировалась методом AFM и SEM. Измерения контактного сопротивления проводились TLM-методом. Значительное внимание было уделено выбору оптимальных режимов травления и изучению влияния энергии активных радикалов и ионов, которые в среднем определяются напряжением смещения на мишени, на электрические свойства и морфологию рецесса. Полученные результаты, которые обсуждаются в докладе, показывают эффективность предложенной методики. В работе обсуждаются также пути дальнейшего повышения эксплуатационных характеристик полевого транзистора на основе гетеропереходов AlGaN/GaN с использование плазменных технологий.

[1] Liang Wang, Dong-Huin Kim, and Ilesanmi Adesida . Appl. Phys. Lett., 95, 172107 (2009).

[2] B. M. Green, K.K. Chu, E.M. Chumbes, J. A. Smart. IEEE Electron device lett., 21, 268, (2000)

FORMATION OF OPTIMAL OHMIC CONTACT TO 2DEG SHEATH IN AIGaN/GaN HETEROSTRUCTURE VIA RIE PLASMA ETCHING

N.<u>A. Andrianov^{1*}</u>, A.G. Tkachenko¹, A.I. Lapshin¹ ZAO "Svetlana-Rost", Saint-Petersburg, Engelsa prospect 27, 194156, Phone. 89046374476, *e-mail: andrianov@semiteq.ru.

In the present study we investigated the possibility of minimizing contact resistance of the layer twodimensional electrons at the heterojunction n-Al0, 4Ga0, 6N/GaN by forming a recess before the deposition of the contact metallization. Forming recess was performed by reactive ion etching in the discharge CCl4/Ar. Varied recess depth (from 100 to 250 Å), as well as temperature of ohmic contact anneal. Depth of the recess was monitored by AFM and SEM. Measurements of contact resistance were made by TLMmethod. Considerable attention was paid to the selection of optimal regimes of etching and studying the effect of the active radicals and ions, which energies on average are determined by the bias voltage on the target, on the electrical properties and morphology of the recess area. The results obtained are discussed in the report show the effectiveness of the proposed method. The paper also discusses ways to further improve the performance of FET-based heterojunction AlGaN / GaN with the use of plasma technology.

ФОРМИРОВАНИЕ МЕЗА - СТРУКТУР В AIGaN С ПРИМЕНЕНИЕМ ЭЦР- ПЛАЗМЕННОГО ТРАВЛЕНИЯ

<u>Е.А.Полушкин¹*</u>, Ю.В.Холопова¹, Н.Е.Антонова², С.Ю.Шаповал¹.

¹Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН

142432 Черноголовка, Россия, тел. +7 (496) 524 41 41, e-mail: evgeny@iptm.ru;

² ФГУП «НПП «Исток»», г. Фрязино

В условиях плазмы электронно - циклотронного резонанса определены условия травления AlGaN структур без использования чистого Cl. Найден способ охлаждения образца, позволяющий проводить травление структуры достаточно длительное время. Температура образца во время процесса не превышает 30°C.

На сегодняшний день полупроводниковые приборы на основе GaN приобретают все более широкое распространение. В отличие от приборов на Si для производства GaN устройств требуется использовать хлорсодержащее газы. Применение чистого Cl₂ сдерживается его токсичностью и высокой химической активностью. Источником хлора в плазмохимических процессах могут служить хлорсодержащие хладоны.

В данной работе использовалась лабораторная установка электрон - циклотронного резонанса (ЭЦР). На сегодняшний день использование ЭЦР плазмы в процессах травления, в отличие от других методов возбуждения плазменного разряда, дает ряд преимуществ: высокая плотность плазмы (до 10¹³ см⁻³ при СВЧ мощности 500-1000 Вт), низкое рабочее давление (10⁻²Па), низкая энергия частиц плазмы (20-30 эВ при отсутствии внешнего смещения) позволяют достигать высоких скоростей травления и минимальных радиационных повреждений приповерхностных областей структур. Благодаря низкому потенциалу плазмы в объеме ЭЦР источника (25-40В) и в реакторе (5-15В) низок уровень физического распыления вещества со стенок реактора, что позволяет уменьшить загрязнение обрабатываемого образца. Низкая температура подложки при травлении позволяет реализовать ряд технологических маршрутов, которые невозможно использовать при использовании других известных методов. Наличие возможности подачи напряжения самосмещения на подложкодержатель позволяет получать необходимую степень анизотропии, а также регулировать скорость травления материала.



Рис.1. Зависимость температуры образца от времени травления. Кривая 1 – образец без теплопроводящей пасты, кривая 2 – образец с теплопроводящей пастой. Все измерения проводились в одном режиме при одинаковом напряжении самосмещения.

Травление образцов GaN проводилось в плазме газовой смеси Ar+CF₂Cl₂ (хладон 12), при подаче напряжения самосмещения -100В. Образец помещался на охлаждаемый столик. Максимальная скорость травления составила 60 нм/мин. Низкое рабочее давление (порядка 10⁻² Па) позволило избежать загрузочного эффекта (уменьшения скорости травления с увеличением площади обрабатываемой поверхности).

Как показала практика при давлениях порядка мТорр теплопроводность зазора между столиком и образцом сильно уменьшается, что сильно лимитирует теплоотвод от образца. При плохом теплоотводе образец достаточно быстро разогревается до температуры порядка 160°С 1). что приводит к деструкции (рис. фоторезистивной маски и сильно ограничивает время обработки образца. Применение вакуумной теплопроволяшей смазки межлу подложкодержателем и образиом позволило значительно увеличить время обработки образца, температура образца в течении всего цикла травления не превышала 27°С с учетом того, что травление проходило с высоким напряжением смещения порядка – 100В.
Одним немаловажным параметром характеризующим процесс травления является текстурированность поверхности, т.е. изменение ее шероховатости после процесса травления. Для полупроводников группы A³B⁵, к которой и относится GaN, шероховатость поверхности после травления во многих случаях увеличивается. Использование плазмы ЭЦР разряда и высокого напряжения самосмещения, позволило улучшить показатели шероховатости, планаризовать поверхность. Основные параметры шероховатости поверхности до травления и после приведены в таблице1, измерения проводились на профилометре "Taylor Hobson".

Исследование латеральных размеров структуры после травления не выявило их ухода от исходных значений, таким образом, можно сказать, что данный процесс травления является анизотропным.

Таблица 1. Основные параметры шероховатости поверхности до травления и после.

граверс измерения 50 мкм		
Параметры шероховатости	до	после
* * *	травления	травления
Среднеарифметическое отклонение профиля Ra(nm)	3.43	1.66
Среднеквадратичное отклонение профиля Rq(nm)	4.76	2.20
Наибольшая высота профиля Rt(nm)	33.77	15.52
Максимальная глубина профиля ниже средней линии Rv(nm)	11.67	9.37
Максимальная высота профиля выше средней линии Rp(nm)	22.10	6.15
Средний шаг неровностей профиля Sm(mkm)	1.9	1.6
показатель ассиметрии поверхности относительно средней линии Rsk	1.0	-0.6
коэффициент эксцесса (характеристика пикообразности распределения) Rku	6.1	5.4
Средний шаг местных выступов профиля S(mkm)	0.7	0.8
Высота неровностей профиля по десяти точкам Rz(mkm)	23.89	11.96

Выводы.

• Проведенная работа показала возможность формирования меза- структур в AlGaN с применением ЭЦР- плазменного травления в среде хлорсодержащих газов.

 Температура образца во время травления не превышала 30°С, что позволило увеличить время жизни фоторезистивной маски, а следовательно, и глубины протрава структуры.

 Исследование поверхности структуры показало, что во время травления происходит её планаризация.

• Уход латеральных размеров структуры после травления зафиксирован не был, что позволяет судить о высокой степени анизотропии процесса.

[1] С. Шаповал Применение ЭЦР плазмы в технологии наноструктур - Наука производству, N^o. 3 (16), 1999, 7.

[2] S.Shapoval, P.Bulkin, A.Chumakov, et. Al., Compact ECR-source of ions and radicals for semiconductor syrface treatment, Vacuum, 43 (3), 1992, 195

[3] А.М Ефремов, В.И.Светцов, В.В.Рыбкин Вакуумно-плазменные процессы и технологии. – ГОУВПО Иван. гос. хим.-технол.ун-т. Иваново,2006. 260с.

MESA-STRUCTURE FORMATION IN AIGaN USING ECR PLASMA ETCHING PROCESS

<u>E.Polushkin¹*</u>, Ju.Holopova¹, N.Antonova², S.Shapoval¹

¹ Institute of microelectronics technology and high purity materials RAS, 142430 Chernogolovka, Moscow region, Russia tel. +7 (496) 524 41 41, e-mail: <u>evgeny@iptm.ru</u>

²R&D corporation "Istok", Fryazino, Moscow region, Russia

In plasma of electron cyclotron resonance there are determined the etching conditions of AlGaN structures without pure Cl. For the sample it is found the cooling method enabling to increase the etching time. During the etching process the sample's temperature doesn't exceed 30°C.

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ГЕТЕРОСТРУКТУР InGaN/GaN НА ИЗМЕНЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ СВЕТОДИОДОВ СИНЕГО СВЕЧЕНИЯ ПРИ УВЕЛИЧЕНИИ ТОКА

<u>А.В.Чуяс</u>

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, 119991 тел: (495) 939-29-94, факс: (495) 939-14-89, эл. почта: c.alexey@gmail.ru

Одной из основных проблем использования в качестве источников света светодиодов (СД) на основе InGaN/AIGaN/GaN гетероструктур является проблема повышения эффективности преобразования электрической энергии в световую. Вариации технологии роста структур с изменением числа и толщины квантовых ям и барьеров в активной области, создание буферных сверхрешеток в п-и р- областях, вариации легирования ям и барьеров позволяют уменьшить эффект падения эффективности СД при большой плотности тока.

В настоящей работе приведены результаты исследования вольтамперных характеристик (ВАХ), спектров электролюминесценции (ЭЛ) и эффективности AlGaInN светодиодных структур в сопоставлении с изменением параметров InGaN/GaN буферной сверхрешетки, квантоворазмерной активной области и p-Al(Ga)N области. Структуры получены в ЗАО «ЭПИ-ЦЕНТР» (г. Санкт-Петербург).

InGaN/AlGaN/GaN гетероструктуры с p-n переходами были выращены на сапфировой подложке (Al₂O₃) методом металлоорганической эпитаксии (MOCVD) и смонтированы в теплоотводящий корпус методом «flip-chip». На подложке последовательно выращивали низкотемпературный GaN зародышевый слой; переходной нелегированный GaN; слой n-GaN (толщина 3.5 мкм); буферную InGaN/GaN сверхрешетку, легированную Si; активную область с In_xGa_{1-x}N/GaN квантовыми ямами (x = 0.13 – 0.15, номинальные толщины квантовых ям 3 нм, барьеров 12 нм); слой p-AlGaN, блокирующий поперечный перенос электронов (толщина 110 нм). Со стороны контакта к p- области наносилось отражающее зеркало.

Регистрация спектров ЭЛ проводилась при комнатной температуре в диапазоне токов 1– 100 мА. Спектральное разрешение установки на базе призменного монохроматора не хуже 0.1 нм.

В СД с SQW структурой увеличение инжекционного тока приводит к сдвигу максимума спектра в длинноволновую область (440 – 460 нм), более заметной зависимости положения максимума от силы тока и появлению коротковолновой полосы малой интенсивности с максимумом 3.01 – 3.09 эВ. При увеличении числа квантовых ям в активной области до 3 – 5 наблюдается меньший сдвиг электронного квазиуровня Ферми и меньшее перетекание неравновесных носителей в р-область. Дальнейшее увеличение числа квантовых ям приводит к уменьшению плотности заряда в каждой квантовой яме [1].



Рис. 1. Внешний квантовый выход СД. a) 1 QW, 10 SL; b) 2 QW, 10 SL; c) 5 QW, 5 SL, концентрация легирующей примеси $2 \cdot 10^{18}$ см⁻³; d) 5 QW, 5 SL, концентрация легирующей примеси $3.5 \cdot 10^{18}$ см⁻³; e) 5 QW, 8 SL, концентрация легирующей примеси $3.5 \cdot 10^{18}$ см⁻³.

Увеличение концентрации легирующей примеси и уменьшение расстояния между буферной сверхрешеткой и активной областью приводит к увеличению эффективности СД при больших токах накачки, однако не устраняет проблему перетекания неравновесных носителей в робласть.

В то же время увеличение числа квантовых ям в буферной сверхрешетке от 5 до 15 приводит к падению эффективности вследствие рекомбинации неравновесных носителей в робласти. Можно предположить, что оптимальное количество квантовых ям в буферной сверхрешетке составляет 5 – 8.

Известно, что квантовые ямы заполняются электронами и дырками неравномерно независимо от количества квантовых ям в активной области. И только в ближайшей к р-области квантовой яме происходит наибольшая излучательная рекомбинация при увеличении тока накачки [2]. Поэтому для увеличения вероятности излучательной рекомбинации необходимо уменьшить толщину барьеров квантовых ям. Это приведет к туннелированию электронов в соседние ямы и, следовательно, увеличению эффективности светодиодов [3].

Сильные пьезоэлектрические поля на границе раздела гетероструктурных слоев InGaN/GaN также являются причиной падения эффективности светодиодов. Поэтому для устранения несогласованности кристаллических решеток целесообразно использовать InGaN/InGaN гетероструктуры [4]. Описанные в настоящей работе исследования параметров структуры способствовали выбору оптимальной толщины барьеров.

Настоящая работа была выполнена в рамках договора между ЗАО «Светлана-Оптоэлектроника» и Физическим факультетом МГУ им. М.В. Ломоносова.

Автор выражает благодарность А.Э. Юновичу и Е.Д. Васильевой за обсуждение результатов работы.

[1] А.В.Чуяс, Б.С.Явич. Тез. докл. 7-й Всеросс. конф. «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы» (М., 1-3 февраля 2010), с. 177 – 178.

[2] A. David, M. J. Grundmann, J.F. Kaeding, N. F. Gardner, T. G. Mihopoulos, and M. R. Krames. Appl. Phys. Lett. **92**, 053502 (2008).

[3] D.A.Zakheim, A.S.Pavluchenko, D.A.Bauman. International Workshop on Nitride Semiconductors (Tampa, Florida, USA, September 19-24, 2010), Session H1, p. 1.

[4] J. Xu, M. F. Shubert, A. N. Noemaun, D. Zhu, J. K. Kim, E. F. Shubert, M. H. Kim, H. J. Chung, S. Yoon, C. Sone, and J. Park. Appl. Phys. Lett. **94**, 011113 (2009).

INFLUENCE OF INGaN/GAN MULTI-QUANTUM-WELL PARAMETERS ON EFFICIENCY DROOP OF BLUE LIGHT-EMITTING DIODES UNDER ELECTRICAL PUMPING

A.V.Chuyas

M.V. Lomonosov Moscow State University, Physics Dept. Leninskie gory 1 Building 2, Moscow, Russia, 119991, e-mail: c.alexey@gmail.ru

We study the influence of InGaN/GaN multi-quantum-well (MQW) parameters on efficiency droop of blue light-emitting diodes (LEDs) under electrical pumping. LEDs with single-quantum-well structure are shown enhanced wavelength shift and occurrence low-intensity short-wave band with maximum at 3.01 - 3.09 eV. Increase in number of QWs till 3 - 5 leads to a smaller efficiency droop. However, subsequent increase in number of QWs leads to a smaller carrier density per QW. LEDs efficiency grows with increase in acceptors concentration and decrease in distance between buffer superlattice and active region. Reducing number of QWs in buffer superlattice increase efficiency droop. It is well known that no matter how many QWs are grown, only p-side QW emits light under electrical pumping. So reducing width of barriers enables carrier tunneling between QWs and decreases efficiency droop. The InGaN/GaN MQW structure has strong piezoelectric fields. The GaInN/GaInN MQW structure decreases the magnitude of polarization sheet charges at heterointerfaces in the active region.

КИНЕТИКА СВЕЧЕНИЯ УЛЬТРАЯРКИХ СИНИХ, ФИОЛЕТОВЫХ И УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫХ СВЕТОДИОДОВ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ИМПУЛЬСОВ ТОКА БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ И НАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

Б.К. Лубсандоржиев*, Е.Э. Вятчин, Р.В. Полещук

Иститут ядерных исследований РАН. Пр-т 60-летия Октября, 7a, 117312, Москва, тел. +7(499)1354063, e-mail: lubsand@rambler.ru;

Светоизлучающие диоды (светодиоды) используются в экспериментах для калибровочных измерений вот уже около 40 лет. Появление к середине 90-х годов 20 века ультраярких синих и зеленых светодиодов на основе соединений InGaN/GaN со световыходами на более чем два порядка превышающими световыходы светодиодов из SiC и GaP открыли новые возможности для создания быстрых, мощных, надежных, простых в эксплуатации, с очень стабильными параметрами, недорогих источников световых импульсов. Особый интерес для временных калибровочных систем представляют ультраяркие синие, фиолетовые и ультрафиолетовые светодиоды с быстрой кинетикой свечения [1].

С помощью формирователя импульсов запуска на лавинных транзисторах была исследована кинетика свечения более 2000 образцов ультра ярких синих, фиолетовых и ультрафиолетовых светодиодов различных марок при прохождении через них наносекундных импульсов тока с амплитудой ~2,2 А. Следует отметить, что при таких больших импульсных токах в спектрах излучения ультраярких синих светодиодов с $\lambda_{max} \sim 450-470$ нм появляется быстрая коротковолновая компонента с $\lambda_{max} \sim 380$ нм, в ультрафиолетовых светодиодах с $\lambda_{max} \sim 360-370$ нм - медленная длинноволновая компонента с $\lambda_{max} \sim 570-580$ нм и с постоянной времени высвечивания $\tau \sim 4-5$ мкс.

На рис. 1а-г показаны наиболее типичные формы световых импульсов ультраярких синих, фиолетовых и ультрафиолетовых светодиодов. Световые импульсы этих светодиодов имеют самые разнообразные формы. Все исследованные светодиоды можно разделить на три группы: "быстрые" (рис.1а), "промежуточные" (рис.1в), "медленные" (рис.1б), и "быстро-медленные" (рис.1г.)



Рис.1. Кинетика свечения ультраярких светодиодов InGaN. a) "Быстрые" светодиоды; б) "медленные" светодиоды; в) "промежуточные" светодиоды; г) "быстро-медленные" светодиоды.



Рис.2. Кинетика свечения некоторых "быстрых" ультраярких светодиодов InGaN: a) GNL3014BC (G-nor); б) YM-BV5S15N (YolDal); в) LBH3000 (LUXPIA); г) LDBK13633L6 (LIGITEK).

Кинетики свечения наиболее быстрых ультраярких светодиодов показаны на рис.2а-г. Светодиоды с самой быстрой кинетикой свечения при прохождении импульсов тока большой амплитуды найдены среди светодиодов G-nor GNL3014BC. Несмотря на то, что эти светодиоды весьма сильно различаются по кинетике свечения, среди них обнаружены образцы без медленных компонент и длительностью световых импульсов < 1 нс (FWHM). Дополнительные пики, наблюдаемые на рис.1 и 2, обусловлены обратным отражением фотоэлектронов в фотоумножителе, который использовался в измерительной системе [2].

 B.K.Lubsandorzhiev, R.V.Poleshuk, B.A.M.Shaibonov, Ye.E.Vyatchin LED based powerful nanosecond light sources for calibration systems of deep underwater neutrino telescopes // Nucl. Instrum. and Meth. A. 2009. V. 602. P.220-223.

[2] B.K.Lubsandorzhiev, R.V.Vasiliev, Y.E.Vyatchin, R.V.Poleshuk, B.A.J.Shaibonov. Photoelectron backscattering in vacuum phototubes // Nucl. Instrum. and Meth. A. 2006. V.567. P.12-16.

LIGHT EMISSION KINETICS OF ULTRA BRIGHT BLUE, VIOLET AND UV LEDS UNDER CURRENT PULSES OF HIGH AMPLITUDE AND NANOSECOND WIDTH

<u>B.K. Lubsandorzhiev</u>*, Ye.E. Vyatchin, R.V. Poleshuk

¹Institute for Nuclear Research of RAS. Pr-t 60-letiya Oktyabrya 7a, 117312, Moscow, phone. +7(499)1354063, e-mail: lubsand@rambler.ru;

We present results of extensive studies of various ultra bright blue and violet InGaN/GaN LEDs timing obtained with nanosecond width high amplitude (~2.2A) current pulses injected into LEDs. It is shown that the LEDs differ very much in their temporal behavior. It is found that a few of the LEDs demonstrate very fast light emission kinetics without slow components.

ИССЛЕДОВАНИЯ МЕТОДОМ НАВЕДЕННОГО ТОКА СВЕТОДИОДОВ НА ОСНОВЕ МНОЖЕСТВЕННЫХ КВАНТОВЫХ ЯМ InGaN/Gan, ОБЛУЧЕННЫХ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧНЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

<u>П.С. Вергелес</u>^{*i*}*, *Е.Б. Якимов^{<i>i*}, *Н.М. Шмидm*² ¹ИПТМ РАН. Институтская ул., 6, 142432, г. Черноголовка, тел. +7(49652)44182, *e-mail: vergelesp@gmail.com; ² ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая 26, 194021 С.-Петербург

Хотя производство светоизлучающих структур с множественными квантовыми ямами (МКЯ) InGaN/GaN интенсивно развивается, влияние протяженных дефектов на эффективность излучения до сих пор полностью не выяснено. Обычно дислокации в пленках GaN и в структурах с малым количеством KЯ (1-3) дают темный контраст при исследовании образцов методом наведенного тока (HT), что свидетельствует о повышенной скорости рекомбинации вблизи них. Однако в [1] было обнаружено, что в структурах с большим количеством КЯ (5), существуют дефекты, дающие в HT светлый контраст. Дальнейшие исследования показали, что существуют два типа светлых дефектов: мелкие, дающие контраст порядка 1-3%, и крупные с контрастом до 50%. Мелкие дефекты из-за высокой плотности (10^8 - 10^9 см⁻²) были отождествлены с проникающими дислокациями. Природа же крупных дефектов до сих пор не ясна. Было установлено, что эти дефекты являются каналами повышенного транспорта носителей заряда поперек активного слоя, но механизм такого процесса до конца не выяснен [2]. В [3] было обнаружено, что облучение низкоэнергетичными электронами существенно влияет на оптические свойства структур с МКЯ InGaN. В этой связи представляло интерес изучить влияние облучения на контраст в режиме HT, что позволило бы получить дополнительную информацию о свойствах дефектов со светлым контрастом.

В данной работе представлены результаты исследования влияния такого облучения на светодиоды на основе МКЯ InGaN/GaN. Светодиодные структуры на основе системы квантовых ям (КЯ) InGaN/GaN, выращивались методом MOCVD на сапфире с ориентацией (0001). Структуры состояли из нижнего слоя n-GaN толщиной 3 мкм, легированного кремнием ($N_d \sim 5.10^{18}$ см⁻³), активного слоя, содержащий 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 5 КЯ. Основная часть измерений в режиме НТ проводилась в растровом электронном микроскопе (РЭМ) JEOL JSM 840A без приложения напряжения в нормальной геометрии. Для измерений в режиме НТ вытравливались мезоструктуры диаметром 0,45 мм. Омические контакты слой n^+ -GaN. Для изучения влияния облучения электронным пучком засвечивалась область размером 19 мкм², содержащая светлые дефекты. Ток пучка при облучении был порядка 10^{-10} А, энергия электронов при облучении равнялась 10 кэВ. Измерения в режиме катодолюминесценции (КЛ) проводились в РЭМ JSM 6490, оснащенном системой КЛ МопоСL3. Исследования в режимах НТ и КЛ проводились на области мезоструктуры, не покрытой омическим контактом.

Исследования показали, что под воздействием электронного пучка происходит изменение сигнала в режиме HT. На Рис. 1а представлены изображения облученной области, содержащей светлые дефекты, в режиме HT при разных временах облучения. Как видно из этих изображений, контраст светлых дефектов монотонно уменьшается и после 1 часа облучения полностью исчезает. Это означает, что под воздействием электронного пучка происходит заращивание этих дефектов. В то же время, сигнал облучаемой области вдали от таких дефектов сначала растет, а затем падает, и становится меньше, чем на необлученной области. Так же можно сказать, что скорость заращивания светлых дефектов выше, чем изменение сигнала HT на облучаемой области вдали от данных дефектов. Как показали наши предыдущие исследования таких структур в режиме КЛ, в результате облучения интенсивность излучения также сначала растет, а затем монотонно спадает [3]. Было установлено, что максимумы интенсивности КЛ и сигнала HT происходят при примерно равных дозах облучения (Рис. 1b).

Были получены и промоделированы зависимости НТ от ускоряющего напряжения для необлученной области и для областей, облученных разной дозой (1,2 и 15 Кл/ см²). Моделирование показало, что при облучении подавляется рекомбинация в верхнем p⁺-слое GaN, что приводит к увеличению числа инжектированных электронов в КЯ. Во-вторых, при облучении увеличивается доля неравновесных дырок, захваченных в ОПЗ, а также происходит уменьшение ширины ОПЗ, что соответствует повышению эффективной концентрации доноров в активной области. При больших дозах облучения рекомбинация в верхнем слое p⁺-GaN начинает возрастать. Наблюдаемое воздействие облучения электронным пучком на сигнал НТ и интенсивность КЛ может происходить из-за стимулированной диффузии In или Ga.

Так же были получены изображения фрагмента структуры в режиме НТ и КЛ при энергии волны 2,58 эВ, содержащего большие светлые дефекты. Из сравнения изображений было установлено, что эти дефекты дают в режиме КЛ темный контраст.



(a)

(b)

Рис.1. Изображение в режиме НТ фрагмента структуры с двумя светлыми дефектами до облучения – а, после 900 секунд – b, после 2100 секунд – с и после 3600 – d (a); Кривая зависимости интенсивности КЛ от времени облучения. (b)

N.M. Shmidt, P.S. Vergeles, E.B. Yakimov. ΦΤΠ, т. 41, вып.4, стр.501, (2007)
S. A. Bel'nik, P. S. Vergeles, N. M. Shmidt, and E. B. Yakimov. Journal of Surface Investigation. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques, Vol. 1, №. 4, pp. 394-397, (2007)
N.M. Shmidt, P.S. Vergeles, E.E. Yakimov, E.B. Yakimov. Solid State Communications, 151, pp. 208–211, (2011)

EBIC INVESTIGATION LED BASED ON MULTIPLE QUANTUM WELL InGaN/GaN, IRRADIATED WITH LOW ENERGY ELECTRONS

<u>P.S. Vergeles¹</u>, E.B. Yakimov¹, N.M. Shmidt²

¹Institute of Microelectronics Technology RAS, Institutskaya st., 6, 142432, Chernogolovka phone. +7(49652)44182, *e-mail: vergelesp@gmail.com; ²A.F.Ioffe Physico-Technical Institute, Politechnicheskaya 26, 194021St. Petersburg,

Light emitting structures with InGaN/GaN multiple quantum wells have been studied in the Electron Beam Induced Current (EBIC) mode of the scanning electron microscope (SEM). The channels of enhanced carrier transport across the active region are revealed in the EBIC mode as defects with the bright EBIC contrast. The small contrast defects are associated with threading dislocations while the large defects presented in the lower density could be associated with dislocation bunches, V-defects or micropipes. Low energy (10 keV) electron exposure in the SEM was found to suppress the bright EBIC contrast. A comparison with the CL spectra changes due to the similar exposure allows to assume that the recombination enhanced diffusion is responsible for the effects observed.

КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДВУМЕРНОЙ ДИФФУЗИИ ЭКСИТОНОВ В НИТРИДЕ ГАЛЛИЯ

<u>А.Н. Поляков¹*, M. Noltemeyer², T. Hempel², J. Christen², M.A. Cmenoвич¹</u>

¹Калужский государственный университет им. К.Э. Циолковского. Степана Разина, д. 26, 248007, г. Калуга, тел. +7(4842)576120, e-mail: andrei-polyakov@mail.ru; ²Otto-von-Guericke-Universität-Magdeburg. Universitätsplatz 2, 39106. Magdeburg. Germany;

В работе представлены результаты времяпролетных катодолюминесцентных исследований латеральной диффузии экситонов в нитриде галлия. Времяпролетные измерения являются широко применяемым и хорошо обоснованным методом исследования транспорта в полупроводниковых материалах. При этом в силу электрической нейтральности экситонов для определения параметров их диффузии эффективнее использовать оптические измерения, в том числе и катодолюминесцентные (КЛ) [1-4].

Целью работы является оценивание коэффициента латеральной диффузии экситонов для различных значений температуры. При помощи соотношения Эйнштейна эти результаты могут дать возможность непосредственно получить зависимость подвижности экситонов от температуры, анализ которой позволяет определить вклад различных механизмов в рассеяние в материале, что является важным для создания и совершенствования новых перспективных полупроводниковых устройств, в первую очередь СВЧ полевых транзисторов.

В качестве объектов исследования в работе использовались образцы монокристаллического нитрида галлия выращенного методом МОVPE в Университет г. Штутгарта, Германия. Образцы были покрыты тонкой (160 нм) золотой маской полностью непроницаемой для КЛ излучения. Перед нанесением маски на поверхность образца помещались полистереновые шарики различного диаметра (от десятых долей до единиц микрометра), которые удалялись после напыления золота (см. рис. 1а).

FE-SEM SE-Image



Рис. 1. Внешний вид исследуемого образца GaN (a); Схема эксперимента (b)

Эксперимент осуществлялся следующим образом (см. рис. 1b). Катодолюминесцентное излучение возбуждалось в центре отверстия пульсирующим электронным зондом растрового электронного микроскопа. В состоянии пульсирующего электронного пучка в объеме образца формируется квазиравновесие между процессами генерации и рекомбинации носителей заряда. В общем случае интенсивность КЛ при этом будет пропорциональна числу генерированных частиц. При отклонении электронного пучка от образца при помощи системы бланкирования характер спада интенсивности КЛ, обусловленный рекомбинацией, зависит в этом случае только от диаметра отверстия, времени жизни экситонов и коэффициента их диффузии, характеризующего движение под маску. Если известны решение двумерного уравнения диффузии экситонов и время их жизни (из измерений в открытой области образца, вдали от края маски), то появляется возможность непосредственно оценить значение коэффициента диффузии экситонов покинетике КЛ, полученной из измерений в отверстии. Длительность импульса составляла десятки пикосекунд, а спад импульса обеспечивал реализацию измерений с разрешением не хуже сотых долей наносекунды. Кинетика КЛ регистрировалась на частоге, соответствующей эмиссии свободных экситонов. Типичный вид получаемого сигнала представлян на рис. 2а.

Аналитическое решение уравнения диффузии экситонов, полученное нами для образцов данной геометрии, использовалось для идентификации коэффициента диффузии по экспериментальным данным при полученных значениях диаметра отверстия, времени жизни экситонов и различных значениях температуры. Типичные результаты проведённой работы представлены на рис. 2b. Здесь зависимость интенсивности КЛ GaN от времени измерена при температуре 5 К и радиусе отверстия в маске 0.425 мкм. Белые кружки – экспериментальные данные, сплошная линия – оптимальная для приведённых данных зависимость, отвечающая коэффициенту диффузии экситонов 1.31 см²/с. Время жизни экситонов при данной температуре равно 271 пс.



Рис. 2. Типичная регистрируемая в эксперименте кинетика КЛ, полученная (a); Результаты оценивания коэффициента диффузии экситонов при температуре 5 K (b)

Исследования проведены при частичной финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ и Германской службы академических обменов, Российского фонда фундаментальных исследований и правительства Калужской области (проект № 11-02-97509).

[1] D.F. Nelson, J.A. Cooper and A.L. Tritola. Appl. Phys. Lett. V.41. 857. (1982)

[2] R.A. Hoepfel, J. Shah, P.A. Wolff and A.C. Gossard. Phys. Rev. V.37. 6943 (1988)

[3] Hillmer H., Forchel A., Hansmann S., Morohashi M., Lopez E., Meier H.P., Ploog K. Solid-State Electron. **V.31**, 485 (1988)

[4] Hillmer H., Forchel A., Hansmann S., Morohashi M., Lopez E., Meier H.P., Ploog K. Phys. rewiew. **V.39**(15).10901(1989)

CATHODOLUMINESCENCE RESEARCHES OF THE 2D EXCITONIC DIFFUSION IN GALLIUM NITRIDE

<u>A.N. Polyakov¹*</u>, M. Noltemeyer², T. Hempel², J. Christen², M.A. Stepovich¹

¹Tsiolkovsky Kaluga State University. Stepan Rasin Str. 26, 248007, Kaluga, Russia, ph.

+7(4842)576120, e-mail: andrei-polyakov@mail.ru;

²Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg. Universitätsplatz 2, 39106, Magdeburg, Germany;

We present results of the highly spectrally and ps-time resolved time-of-flight cathodoluminescence investigations of the lateral excitonic transport in the MOVPE growth GaN-bulk samples. In a first step, the initial exciton 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 μ m) in a completely light absorbing Au-mask (thickness: 160nm). The analytic solution of the two-dimensional diffusion equation for this geometry, which considers a gaussian distributed excitation volume, is fitted to the initial decay of the CL coming out of the masks opening. That make it possible directly determine values of the excitonic diffusion constant for different temperatures.

ОГРАНИЧЕНИЕ ТОКА В СВЕТОДИОДАХ НА ОСНОВЕ InGaN/GaN

<u>И.А. Прудаев</u>*, **О.П.** Толбанов, И.В. Ивонин Томский государственный университет. Ленина, 36, 634050, Томск тел. +7(3822)413828, *e-mail: prudaev@rid.tom.ru;

Исследованию прямых вольт-амперных характеристик (ВАХ) светодиодов на основе слоев InGaN/GaN посвящено большое количество работ, например [1-6]. Наибольшее внимание уделяется изучению двух начальных участков ВАХ. На первом участке (U \leq 1.8-2.4 B) имеет место экспоненциальная зависимость тока от напряжения, которая объясняется туннельными токами утечки: $I \sim \exp(eU/E_o)$, где е – элементарный заряд, E_o – не зависит от температуры [1]. На втором участке (U от 1.8-2.4 до 2.6-2.9 В) зависимость тока от напряжения также носит экспоненциальный характер, но объясняется рекомбинационными процессами в активной области InGaN: I ~ $\exp(eU/nkT)$, где k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, n ≈ 2 [2]. При использовании светодиодов на основе InGaN/GaN в рабочем режиме напряжение, как правило, превышает 2.6-2.9 В. поэтому для практического применения более интересным является исследование участка ВАХ при U ≥ 2.6-2.9 В. В литературе, на наш взгляд, данному участку уделяется недостаточно внимания. В большинстве работ указывается, что данный участок объясняется ограничением тока последовательным сопротивлением омических контактов диода. Оценка величины сопротивления из измеренных ВАХ при комнатной температуре по данным различных работ дает значения R_s = 10-50 Ом [1,6], которые являются завышенными и не могут быть объяснены только сопротивлением контактов.

В настоящей работе были подробно исследованы ВАХ в импульсном режиме до плотности тока J $\approx 1000~A/cm^2$, что позволило выявить два различных участка на прямой ВАХ в области рабочих токов светодиодов на основе InGaN/GaN. Измерения проводились на коммерческих светодиодных кристаллах различных производителей (Semileds, Epileds, Epistar) в интервале температур от -20 до +85°C. Статическая ВАХ измерялась до токов 10°² А при помощи источника-измерителя Keithley 2410. Импульсная ВАХ измерялась до токов 10 A при помощи источника-измерителя Keithley 2410. Импульсная ВАХ измерялась до токов 10 A при помощи осциллографа LeCroy 104 Xs на частоте 40 Гц при длительности измерительного импульса 8·10°⁶ с. Измеренные ВАХ качественно не различались для различных диодов, поэтому здесь приводятся зависимости, полученные для диодов одной серии SL-V-B40AK производства Semileds. Площадь диодов составляет 970x970 мкм.

Измерения показали, что для всех диодов можно выделить три или четыре участка ВАХ. Первый участок связан с туннельными утечками [1], второй связан с протеканием рекомбинационного тока [2]. Третий участок сублинейной зависимости ln(I) от U измерялся как в статическом, так и в импульсном режиме. При напряжениях U \geq 5-6 В зависимость силы тока от напряжения становится линейной, что соответствует четвертому участку ВАХ. Сопротивление, оцененное из данного участка, составляет $R_s \approx 0,8-1,1$ Ом и практически не изменяется с увеличение температуры (при увеличении температуры на 100 К сопротивление изменяется на 10-30 %, рис.1,а). Измеренное значение сопротивления существенно меньше ранее представленных в литературе. С учетом того, что удельное сопротивление традиционно используемых омических контактов Au/Ni к p-GaN составляет $R_s \approx 0.1-1$ Ом см², последовательное сопротивление измеренных нами значениями. Отметим, что для диодов различных производителей данная величина определялась площалью и не превышала 2-3 Ом при S = 550x550 мкм.

Мы полагаем, что при напряжениях от 2.7-2.9 до 5-6 В для всех измеренных диодов можно выделить участок, на котором ток ограничивается за счет дополнительного механизма, не связанного с влиянием только сопротивления контактов. Для того чтобы продемонстрировать данный факт, мы провели расчет ВАХ с учетом ограничения тока лишь последовательным сопротивлением контактов. Расчет проводился согласно формуле

$$I = I_o \cdot \exp\left[\frac{e(U - R_s \cdot I)}{n \cdot kT}\right]$$

Величины I_o и п находили из участка рекомбинационного тока на BAX, R_s – оценивалось из линейной зависимости силы тока от напряжения. На рисунке 1,b представлены расчетные и экспериментальные BAX. Наши исследования также показали, что ток в рассматриваемой области напряжений растет с увеличением температуры, и при T>50-60 °C данный участок становится неразличим из-за ограничения сопротивлением контактов. Следует отметить, что оценка последовательного сопротивления из данного участка при помощи экстраполяции зависимости

dU/dI от 1/I при 1/I \rightarrow 0 должна давать завышенные значения R_S при T<50-60 °C, что, по-видимому, и имеет место в большинстве работ.

Важно отметить, что третий участок ВАХ соответствует падению эффективности светодиодов с увеличением тока накачки. Наши измерения показали, что рекомбинационные процессы при плотностях тока 1-100 А/см² подавляются. К аналогичному выводу приходят авторы работы [2]. Для того, чтобы установить механизм протекания тока на данном участке следует провести исследования ВАХ в более широком интервале температур, что является предметом нашего дальнейшего исследования.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки (договор № 13.G25.31.0042).



Рис.1. ВАХ светодиода SL-V-B40AK при трех различных температурах, T = 258, 293 и 348 K (a); экспериментальные (точки) и расчетные (сплошная линя) ВАХ для температуры 256 K (b)

- [1] Piotr Perlin et all. Appl. Phys. Lett., 69, 1680 (1996).
- [2] L. X. Zhao et al. Appl. Phys., 103, 024501 (2008).
- [3] A.E. Chernyakov et all. Superlattices and Microstructures, 45, 301 (2008).
- [4] В.Е. Кудряшов и др. ФТП, 33(4), 445 (1999).
- [5] С.С. Мамакин и др. ФТП, 37(4), 1131 (2003).
- [6] Н.И. Бочкарева и др., ФТП, 44(6), 822 (2010).

SUPRESSION OF THE CURRENT IN InGaN/GaN LEDs

<u>I.A. Prudaev</u>*, **O.P. Tolbanov, I.V. Ivonin** Tomsk state university. Lenina, 36, 634050, Tomsk, phone. +7(3822)413828, *e-mail: prudaev@rid.tom.ru;

We investigated current-voltage (I-V) characteristics of commercially available InGaN/GaN LEDs at the temperatures T =253-358 K and current densities $J = 10^{-9} \cdot 10^3 \text{ A/cm}^2$. The analysis of experimental I-V-characteristics had shown that between regions of recombination current and linear dependence of I(V) current suppression region exists. The nature of the current is unknown. The current density at this region J = $1 - 100 \text{ A/cm}^2$ and the value corresponds to efficiency droop of InGaN/GaN LEDs. Our further investigation is dedicated to I(V) dependence in the wider temperature region at the current density J = $1 - 100 \text{ A/cm}^2$ (voltages 2.9-6 V).

ИЗУЧЕНИЕ НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ РОСТА СЛОЕВ AIN НА Si(111), ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ НVPE

Ю.В. Жиляев¹, <u>С. Д. Раевски²</u>*, М.Е. Компан¹, Л.В.Горчак², В.М. Ботнарюк²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, 194021, С.-Петербург, Россия ²Молдавский госуниверситет, ул.Ал. Матеевича, 60, MD 2009, Кишинев, Молдова *raevskis@mail.ru

Изучение начальных процессов образования гетероэпитаксиальных слоев представляет интерес как с прикладной точки зрения, для получения слоев с управляемыми свойствами, так и с фундаментальной, для синтеза слоев с новыми физическими свойствами. В настоящей работе представлены некоторые результаты исследования начальной стадии роста слоев AlN, выращенных Si(111). Нитрид алюминия является прямозонным диэлектриком (6,2eV), имеет высокую на температуру плавления (~2800°C при 4 GPa), механически прочен, стабилен в химически агрессивных средах при низких и высоких температурах и давлениях. Благодаря высокой теплопроводности и низкой электропроводности может использоваться в электронике. термоэлектричестве для изготовления теплопереходов. Обладает подходящими пьезоэлектрическими свойствами для разработки акустических датчиков широкого диапазона частот, приборов для генерирования и регистрации поверхностных акустических волн. В последнее время исследованию этого соединения придается особое значение благодаря использованию его в оптоэлектронике, для разработки лазеров и люминесцентных диодов голубого и фиолетового областей спектра. Настоящее сообщение посвящено изучению слоев AIN, выращенных на кремнии с целью использования их в качестве интерфейсных при выращивании эпитаксиальных слоев нитрида галлия на гетероподложках.

Тонкие слои нитрида алюминия синтезированы методом HVPE(Hydride Vapor Phase Eptaxy) в горизонтальном кварцевом реакторе. В качестве транспортного газа использован водород палладиевой очистки. В качестве реагентов использованы аммиак, хлористый водород и алюминий (6N). Непосредственно перед вводом в реактор подложки кремния диаметром 2 дюйма обрабатывали в стандартных травителях. Температурный профиль в реакторе устанавливали резистивным 4-зонным нагревателем. Во время роста источник алюминия выдерживался при постоянной температуре, равной 850°С. Рост слоев осуществляли в интервале температур 500↔ 1100°С. В процессе синтеза подложки вращались газовым потоком с угловой скоростью порядка 1-2 Гц. Общий расход водорода составлял 4,8 slpm, аммиака - 2,4 slpm, хлористого водорода - 5 При температурах роста ниже 800°C слои аморфные в виде дисперсных smlpm. частиц. статистически расположенных и легко удаляются с поверхности подложек. Исследованы слои, выращенные при 800, 900, 1000 и 1100°С в течение 5, 10 и 20 минут. Слои зеркально гладкие, однако в оптическом микроскопе на них наблюдаются точечные дефекты субмикронных размеров. Зависимость толщин слоев от продолжительности роста при температурах 800, 900 и 1100°С представлена на рис.1. При 800°С толщина слоев почти линейно возрастает с продолжительностью роста. Это свидетельствует о том, что механизм роста определяется, в основном, диффузионным переносом алюминия из зоны источника в зону роста. При 900 и 1000°С средняя скорость роста в рассматриваемом временном интервале увеличивается, а при дальнейшем повышении температуры уменьшается, что, по-видимому, вызвано изменением механизмов роста и структуры слоев. При более высоких температурах слои становятся более плотными, возрастает степень диссоциации синтезируемого вещества. Морфология поверхности слоев изучена методами сканирующей электронной (SEM) и атомной силовой (AFM) микроскопии. Изображение SEM одного слоя представлено на рис.2. Подобный рельеф с вершинами треугольной формы характерен для всех исследованных образцов.

Слои нитрида алюминия представляют собой набор дисперсных частиц (дч). По геометрическим размерам (высота, диаметр) их можно распределить по двум категориям: на крупные (более светлые, рис.3) и мелкие. Соотношение поверхностных плотностей крупные/мелкие ~ 2/3. Высоты крупных дч находятся в пределах 250 + 350, мелких 80 + 120 нм. Распределение дч по двум категориям отчетливо прослеживается из графика зависимости высот дч от их порядкового номера (рис.4). Нумерация частиц по размеру обосновывается статистическим характером их распределения по поверхности. На графике наблюдается ступень, разделяющая категорию мелких дч от курпных. Наличие ступени свидетельствует о модификации механизмов роста слоев на начальной стадии, в процессе перехода от дискретного к сплошному слою. Рельеф ансамбля может быть приближенно представлен многочленом, аргументами которого являются элементарные функции нормального закона распределения Гаусса, описывающие геометрические

размеры каждой дч. Среднее квадратическое отклонение представляет радиус, а максимальное значение элементарных функций - высоту дч. Описание поверхности дч в таком приближении может быть полезным при моделировании процессов роста слоев нитрида алюминия на кремнии.



Рис.1. Зависимость толщин слоев AlN, выращенных на Si(111), от продолжительности роста и при различных температурах.



Рис.3.Профиль AFM поверхности слоя AlN/Si(111), выращенного при 1100°C в течение 5 минут.



Рис.2.Морфология поверхности слоя AlN/Si(111), выращенного при 900°С в течение 5 минут (SEM).



Рис.4. Расположение дисперсных частиц AlN по высоте на поверхности кремния, осажденных при 1100⁰С в течение 5 минут.

STUDY OF THE INITIAL STAGE OF HVPE GROWTH OF AIN LAYERS ON SI(111)

 Yu.V. Zhilyaev¹, <u>S.D. Raevschi²</u>, M.E.Kompan¹, L.V. Gorceac², V.M. Botnariuc²
¹Ioffe Physico-Technical Institute, str. Politehnicescaia 26, 194021, St.- Petersburg, Russia
²Moldova State University, Fundamental Research Laboratory "Semiconductor Physics", str. Mateevici 60, MD 2009, Chisinau, Moldova

The surface structure of AIN layers deposited on the Silicon substrates at the initial stage of nucleation was studied by SEM and AFM method. The layers have been deposited by the Hydride Vapor Phase Epitaxy (HVPE) at 500 \leftrightarrow 1100°C. It was determined that: a) germination follows the 3D model; b) mechanisms of layers growth are changing at the initial deposition stage; c) layers relief can be described in the approximation of a polynomial with elementary Gauss functions as arguments.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ МЕЖЗОННОГО ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК w-GaN/AIN(0001)

<u>С.Н.Гриняев</u>

Томский политехнический университет. Ул.Ленина 30, 634050, Томск, e-mail: gsn@phys.tsu.ru

Квантовые точки (КТ) w-GaN/AlN(0001) представляют интерес для оптоэлектронных приборов видимой и ультрафиолетовой (УФ) области спектра. Трехмерная локализация электронных и дырочных состояний внутри КТ увеличивает квантовую эффективность и рабочую температуру детектора. В докладе приведены результаты исследования электронных состояний периодического массива малых КТ, дана интерпретация пиков межзонного поглощения поляризованного света.

Рассмотрены пирамидальные КТ GaN/AIN с высотой h = 2c и диаметрами нижнего и верхнего оснований 6a и 2a (a и c – постоянные решетки). Точечная группа симметрии КТ – C_{3v}. Электронный спектр рассчитывался методом псевдопотенциала [1]. Влияние деформаций и внутренних полей учтено по методу [2]. Внутри КТ деформация почти однородна $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} \approx -0.008$, $\varepsilon_{zz} \approx -0.011$. Профили потенциалов электронов и дырок вдоль гексагональной оси даны на рис.1. КТ выступают квантовыми ямами для электронов Г_{1c}, Г_{3c} и U_c долин, для легких (*lh*) и тяжелых дырок (*hh*) Г_{1v}, Г_{6v} долин деформированного AIN. Внутренние поля сдвигают уровни КТ вверх, максимальный сдвиг (~ 0.06 эВ) испытывает нижний уровень тяжелых дырок КТ <u>Г</u>₃ (представления группы симметрии КТ подчеркнуты снизу). Сжатие КТ сдвигает вверх уровни Г_{1c}, Г_{1v}, понижает уровни U_c, Г_{6v} и уменьшает запрещенную зону матрицы AIN.



Рис. 1. Изменение энергий электронов (a), легких и тяжелых дырок (b) вдоль гексагональной оси, проходящей через центр пирамиды (x = y = 0). Энергии отсчитаны от краев запрещенной зоны деформированного w-GaN. Черточками показаны уровни состояний, локализованных в KT.

На рис.2 показаны плотности электронных состояний КТ и деформированного w-AlN_{def}. В целом плотности состояний двух материалов похожи, но за счет размерного квантования в КТ происходит заужение запрещенной зоны и уменьшение плотности состояний в области непрерывного спектра. Свет, поляризованный перпендикулярно гексагональной оси ($e \perp c$), поглощается при переходах $\underline{\Gamma}_1 \rightarrow \underline{\Gamma}_3$, $\underline{\Gamma}_2 \rightarrow \underline{\Gamma}_3$, $\underline{\Gamma}_3 \rightarrow \underline{\Gamma}_3$; свет, поляризованный параллельно гексагональной оси ($e \parallel c$), поглощается при переходах $\underline{\Gamma}_1 \rightarrow \underline{\Gamma}_3$, $\underline{\Gamma}_2 \rightarrow \underline{\Gamma}_3 \rightarrow \underline{\Gamma}_3$.

На рис.3 приведен коэффициент междузонного поглощения КТ. Наиболее интенсивно поглощается необыкновенная волна с поляризацией *e*||*c* (*e* – световой вектор), что характерно и для поглощения объемного кристалла *w*-GaN [3]. Первые, довольно узкие пики с энергиями ~5 эВ связаны с оптическими переходами между уровнями размерного квантования КТ и поэтому существенно сдвинуты в красную область спектра по сравнению с краем фундаментального

поглощения кристалла GaN. Интенсивное поглощение необыкновенной волны при 5.04 эВ обусловлено переходом из дырочного состояния КТ $\underline{\Gamma}_1$ (E=0.447 эВ) в состояние зоны проводимости той же симметрии $\underline{\Gamma}_1$ (E=1.267 эВ) с силой осциллятора 3.63. Пик поглощения обыкновенной волны при 5.02 эВ вызван переходом из вырожденного дырочного состояния КТ $\underline{\Gamma}_3$ (E=0.425 эВ) в состояние зоны проводимости $\underline{\Gamma}_1$ (E=1.267 эВ) с силой осциллятора f=2·0.98. Структуры спектра при энергиях, бо́льших 6 эВ связаны с межзонными переходами деформированного кристалла w-GaN. Поэтому пик при энергии E=5.04 эВ имеет интенсивность, сравнимую с поглощением объемного кристалла. Отметим, что при внутризонном ИК поглощении малыми КТ первый пик примерно в 3 раза меньше и отвечает обыкновенной волне [1].



Рис.2. Плотность электронных состояний КТ (толстые линии) и деформированного w-AlN (тонкие линии), и их разница (пунктирная линия).

Рис.3. Коэффициент межзонного поглощения КТ w-GaN/AIN. Сплошная линия – поглощение обыкновенного луча (о-гау), пунктирная линия – поглощение необыкновенного луча (е-гау).

Таким образом, показано, что малые КТ w-GaN/AlN(0001) наиболее интенсивно поглощают необыкновенную световую волну. Первые узкие пики поглощения в УФ области при энергии ~5 эВ связаны с оптическими переходами между дырочными и электронными уровнями размерного квантования КТ, следующие пики подобны пикам поглощения объемных деформированных кристаллов w-GaN и AlN.

[1] К.С.Журавлев, В.Г.Мансуров, С.Н.Гриняев, Г.Ф.Караваев. Оптический журнал. 76, 74, 2009.

[2] A.D. Andreev, E.P. O'Reilly. Phys. Rev. 62, 15851, 2000.

[3] N.E.Christensen, I.Gorczyca. Phys.Rev. B50, 4397, 1994; Z.Yang, Z.Xu. Phys.Rev. B54, 17577, 1996.

POLARIZATION OF INTERBAND OPTICAL ABSORPTION OF w-Gan/Ain(0001) QUANTUM DOTS

<u>S. N. Grinyaev</u>

Tomsk polytechnic university. Lenina st. 30, 634050, Tomsk, e-mail: gsn@phys.tsu.ru

The electronic states and optical properties of a small quantum dots (QD) w-GaN/AlN(0001) are researches with account of deformations and internal fields. It is shown, that small QD most intensively absorb an extraordinary waves in contrast to infra-red intraband absorption in which ordinary waves are absorbed more intensively. The first narrow peaks of absorption in UV of area at energy \sim 5 eV are connected to optical transitions between levels of size quantization QD, the following peaks are similar to peaks of absorption of the volume deformed crystals w-GaN and AlN.

ОПЫТ РАЗРАБОТКИ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА ПОЛУЧЕНИЯ В НТК Нанофаб нитридных пленок для акустоэлектрических преобразователей

И.И. Бобринецкий, В.К. Неволин, <u>К.А. Царик</u>*

Московский государственный институт электронной техники (технический университет). Проезд 4806, д. 5, 124498, Москва, Зеленоград, тел. +7(499)720-89-22, *e-mail: vkn@miee.ru.

Одним из перспективных направлений использования нитридов алюминия и галлия является разработка новых приборов поверхностной акустической волны (ПАВ). Сильный эффект поляризации решетки материала, высокая скорость поверхностной волны, прекрасные диэлектрические свойства, химическая и термическая стабильность делают AlN перспективным материалом для создания преобразователей, работающих при частотах более 1 ГГц. Сегодня в данной области применения, а именно в телекоммуникационной и радиотехнике, широко используются кварц и LiNbO₃. Мобильные телефоны могут включать в себя шесть и более микроэлектронных фильтров на ПАВ, которые обеспечивают около 20% их стоимости. Развиваясь, мобильная связь переходит на более высокие частоты. Это обуславливает потребность в проектировании и синтезе ПАВ-фильтров с частотой от 2 до 10 ГГц и выше.

Устройства на ПАВ зависят от свойств материала пьезоэлектрической пленки и топологии акустоэлектрических элементов, т.е. от типа, количества, взаимного расположения и геометрических размеров преобразователей и отражателей ПАВ. Основными тенденциями развития данных устройств являются использование новых пьезоэлектрических пленок, уменьшение вносимых потерь и увеличение рабочих частот. Использование нанотехнологий позволяет совершенствовать как материалы, так и методы создания данных устройств.

Увеличить рабочую частоту акустоэлектронных устройств возможно, применяя пьезоматериалы, в которых скорость ПАВ существенно больше, либо используя другие типы электроакустических волн (ЭАВ) и способы их возбуждения. Использование ЭАВ, распространяющихся в тонких пьезоэлектрических пленках, увеличивает рабочую частоту акустоэлектронного устройства до 5-10 ГГц. В качестве тонкой пьезоэлектрической пленки в последнее время используется ориентированный (0001) нитрид алюминия AIN гексагональной симметрии, поскольку он успешно может быть выращен методом молекулярно-лучевой эпитаксии на кремнии [1].

В данной работе использована методика молекулярно-лучевой эпитаксии нитрида алюминия на подложках сапфира ориентаций (0001), (10-10) и (11-20). Обязательными условиями роста качественных пленок являются: высокотемпературный отжиг сапфировой подложки, нитридизация поверхности сапфира, рост нитрида с оптимальными значениями температуры и соотношения потоков III/V, а также необходимо учитывать давление в камере роста.

Использование различных ориентаций поверхности подложек позволило исследовать пьезоэлектрические пленки различных ориентаций, сравнивать их характеристики.

Для исследования качества полученных пленок проводился рентгеноструктурный анализ, так как основной причиной снижения скорости распространения ПАВ является шероховатость поверхности и дефектность эпитаксиальных слоев AlN. Проведена серия экспериментов для получения поверхности эпитаксиальных пленок с шероховатостью порядка 1-3 нм. Высокое качество пленки также подтверждается рентгеновской методикой.

Изучение морфологии полученных структур проводилось с помощью высоковакуумного зондового микроскопа контактными и полуконтактными методиками атомно-силовой микроскопии. Измерения проводились сразу после роста пленки, не вынимая из сверхвысоковакуумного объема.

Для исследования характеристик поверхностной акустической волны и расчета коэффициента электромеханической связи разработана методика создания встречно-штыревых преобразователей на поверхности нитрида алюминия с использованием фокусированного ионного пучка (ФИП). Использование ФИП позволяет исключить процессы жидкостного травления и возможные загрязнения поверхности образца при перемещениях и химической обработке пластин.

Методика формирования наноразмерных встречно-штыревых структур на поверхности нитрида основана на воздействии сфокусированного до 12 нм в диаметре пучка ионов галлия. Отработаны основные технологические операции методики ионно-лучевого травления металлических пленок. Основными параметрами, определяющими формирование топологии структур наноразмерной толщины являются: доза ионного пучка и время воздействия ионного пучка. С целью создания встречно-штыревых структур для воздействия на поверхность образца с высокой точностью соблюдения размеров создан файл-шаблон, используемый программой управления ионным пучком.

Исследования с помощью сканирующей зондовой микроскопии и фокусированного ионного пучка проводились в нанотехнологическом комплексе «НТК Нанофаб-100» (фирмы «NT-MDT», г. Зеленоград).

Таким образом, в работе исследованы характеристики пьезоэлектрических пленок AIN сформированных в отечественном нанотехнологическом комплексе. Показана возможность разработки на их основе сверхвысокочастотных акустоэлектронных устройств при формировании интегральных структур электроники.

 I. Ingrosso, S. Petroni et al. Fabrication of AlN/Si SAW delay lines with very low RF signal noise. Journal Microelectronic Engineering, Volume 84, Issue 5-8, May, 2007

DEVELOPMENT EXPERIENCE OF NITRIDE FILMS FORMING PROCESS IN NANOTECHNOLOGY FACILITY NANOFAB FOR PRODUCING ACOUSTOELECTRIC TRANSDUCERS

I.I. Bobrinetskiy, V.K. Nevolin, <u>K.A. Tsarik*</u>

Moscow institute of electronic technology (technical university). Bld. 5, Pas. 4806, Zelenograd, Moscow, 124498; phone. +7(499)720-89-22, *e-mail: vkn@miee.ru.

In this work the technique of molecular beam epitaxy of nitrides on sapphire substrates with orientations (0001), (10-10) and (11-20) is used. Using of various surface orientations of substrates has allowed investigating piezoelectric films with various orientations, to compare their characteristics. Principal cause of decrease in speed of SAW distribution is the roughness of surface and imperfection of epitaxial layers. Scanning probe microscopy and X-ray diffraction analysis were used. The interdigital transducers creation technique on a surface of nitride film using the focused ion beam was developed. The possibility of development of acoustoelectric devices working in ultra high frequency on their basis was shown. The technique of piezoelectric structures creation on the basis of aluminum nitrides at formation of integrated structures of electronics by the domestic nanotechnology facility was perfected.

СООТНОШЕНИЕ ВКЛАДОВ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОГО И БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНОГО МЕХАНИЗМОВ РЕКОМБИНАЦИИ В СТРУКТУРАХ InGaN/GaN С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ ПРИ ВЫСОКИХ УРОВНЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ

А.В. Войцеховский^{*}, Д.И. Горн, С.Н. Несмелов

Томский государственный университет. Пр. Ленина, 36, 634050, Томск, тел. +7(3822)412772, *e-mail: vav@elefot.tsu.ru;

В настоящее время большое количество публикуемых работ как в отечественной, так и в зарубежной научной литературе, посвящено исследованиям способов повышения внутренней квантовой эффективности в гетероструктурах InGaN/GaN, перспективных для изготовления на их основе светодиодов белого свечения.

За значение внутренней квантовой эффективности отвечает соотношение скоростей излучательного и безызлучательных механизмов рекомбинации избыточных носителей заряда, инжектированных в активную область светоизлучающей структуры. На данном этапе развития теории рекомбинационных процессов в рассматриваемой материальной системе для их описания часто используется ABC-модель [1]. Согласно имеющимся в литературе данным, полученные с помощью данной модели результаты расчётов находятся в хорошем согласии с экспериментом.

Однако исследуемые в настоящее время структуры на основе InGaN/GaN, как правило, представляют собой гетероструктуры с квантовыми ямами. Известно, что размерное квантование при определённых условиях оказывает существенное влияние на оптические и электрофизические характеристики полупроводниковых структур. При толщинах узкозонного слоя InGaN порядка единиц нанометров квантование энергии электронов и дырок может оказывать определённое влияние на скорости рекомбинации носителей заряда и, соответственно, на значения внутренней квантовой эффективности.

Например, в [2] было экспериментально показано, что размерное квантование энергии электронов и дырок в структуре с пятью квантовыми ямами $In_{0.1}Ga_{0.9}N$ (3 нм)/GaN (12 нм) существенным образом влияет на вид спектра фотолюминесценции при достаточно низких температурах. Таким образом, есть основания полагать, что наличие квантовой ямы в активной области светоизлучающей структуры при определённых условиях будет оказывать влияние на характеристики структуры, и параметры квантовой ямы должны приниматься во внимание при построении теоретических моделей.

В рамках данной работы нами были проведены расчёты скоростей рекомбинации при излучательном и безызлучательном механизмах при высоких уровнях возбуждения, когда доминирующим рекомбинационным процессом может становиться Оже-рекомбинация, а не характерная для высокодефектных соединений GaN рекомбинация Шоки-Рида-Холла. При этом все расчёты скоростей рекомбинации проводились с учётом специфики квантовых ям InGaN/GaN. Полученные данные сравнивались с результатами расчёта с использованием ABC-модели.

Согласно АВС-модели общая скорость рекомбинации описывается следующим выражением [1]:

$$R(n) = \frac{n}{n} = A_{nr}n + R_{sp}n^{2} + C_{a}n^{3} + f(n),$$

где *n* – концентрация носителей заряда в активной области гетероструктуры, τ – время жизни, f(n) учитывает «утечку» носителей из ямы, а A_{nr} , R_{sp} , C_a – экспериментально определённые коэффициенты, отвечающие механизмам Шокли-Рида-Холла, излучательной и Оже-рекомбинации, соответственно. В [1] приведены следующие значения для данных коэффициентов: $A_{nr} = 10^7$ с⁻¹, $R_{sp} = 2 \cdot 10^{-11}$ см³с⁻¹, $C_a = 1,5 \cdot 10^{-30}$ см⁶с⁻¹. На рисунке 1 а представлены рассчитанные в рамках ABC-модели зависимости скоростей рекомбинации в структуре In_{0.1}Ga_{0.9}N (3 нм)/GaN (12 нм) от концентрации носителей заряда в активной области при температуре 300 К.

Рисунок 1 b иллюстрирует изменение скоростей различных механизмов рекомбинации при изменении двумерной концентрации носителей заряда в квантовой яме. Расчёт скоростей рекомбинации в квантовой яме производился с использованием выражений, полученных в [3]. В данной работе исследовались рекомбинационные процессы в гетероструктурах II типа. Поскольку соединения InGaN/GaN образуют гетеропереходы I типа, то при расчётах были использованы поправочные множители для скоростей рекомбинации:

$$\frac{G^{II}}{G^{I}} = \left(\frac{Tm_h}{\Delta E_c m_c}\right)^3 \frac{\Delta E_c}{E_{geff}}, \qquad \qquad \frac{R^{II}}{R^{I}} = \left(\frac{Tm_h}{\Delta E_c m_c}\right)^2,$$



Рис.1. Зависимости скоростей рекомбинации в структуре $In_{0.1}Ga_{0.9}N$ (3 нм)/GaN (12 нм) от концентрации носителей заряда в активной области при температуре 300 K, рассчитанные в рамках ABC-модели (а) и модели, учитывающей специфику квантовой ямы (b)

где G^{II} , R^{II} , G^{I} , R^{I} – скорости Оже- и излучательной рекомбинации в гетероструктурах II и I типов, соответственно, T – температура, m_c , m_h , – эффективные массы электронов и дырок, ΔE_c – величина разрыва зоны проводимости, E_{geff} – эффективная ширина запрещённой зоны в яме. Для скорости рекомбинации Шокли-Рида-Холла, как и в АВС-модели, использовалось выражение $A_{nr}n$. Величины разрывов энергетических зон и энергий размерного квантования для структуры с квантовыми ямами $In_{0,1}Ga_{0,9}N$ (3 нм) /GaN (12 нм), использованные в наших расчётах, были взяты из [2].

Как можно увидеть из представленных на рисунке 1 графиков, соотношение различных механизмов рекомбинации при изменении уровня возбуждения имеет подобный вид в обоих случаях. Более того, пересчёт двумерной концентрации $n_{max} = 4,50 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, при котором квантовая эффективность максимальна, в соответствующую объёмную даёт значение, близкое к полученному в рамках ABC-модели (2,75·10¹⁸ см⁻³ [1]).

Сказанное позволяет сделать вывод о том, что применённая нами в рамках данной работы теоретическая модель позволяет производить моделирование рекомбинационных процессов в гетероструктурах InGaN/GaN с квантовыми ямами и даёт результаты, с хорошей точностью согласующиеся с экспериментальными данным.

[1] M. Zhang, P. Bhattacharya, J. Singh, and J. Hinckley. Applied Physics Letters 95, 201108 (2009).

[2] D.U. Lee, J.T. Ryu, J.H. You at al. Thin Solid Films (2011): Article in press.

[3] Н.Л. Баженов, Г.Г. Зегря, М.П. Михайлова и др. ФТП **31**, 658 (1997).

RADIATIVE AND NONRADIATIVE MECHANISMS OF RECOMBINATION IN InGaN/GaN QWANTUM WELLS UNDER THE HIGH LEVELS OF INJECTION

A.V. Voitsekhovskii*, D.I. Gorn, S.N. Nesmelov

Tomsk state university. Lenina Av., 36, 634050, Tomsk, phone. +7(3822)412772, *e-mail: vav@elefot.tsu.ru;

This scientific work is devoted to the theoretical analysis of recombination processes in InGaN/GaN quantum wells. At present such structures are considered as the basis of white light-emitting semiconductor diodes with the high values of quantum efficiency. Empirical ABC-model is applied often to describe recombination processes of heterostructures involved quantum wells. But it is known that dimensional quantization can lead to significant influence on the optical characteristics of semiconductor devices. Such influence has to be taken into account under the numerical modeling of quantum wells structures characteristics. We developed theoretical model for description of InGaN/GaN quantum wells and compared calculation results with the results given by ABC-model. It is shown that described theoretical model is in the good agreement with the experimental data and ABC-model.

АНАЛИЗ МЕХАНИЗМОВ РАССЕЯНИЯ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В ГЕТРОСТРУКТУРАХ AIGaN/GaN, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ МЛЭ И МОСГФЭ

Д.Ю. Протасов^{1*}, Т.В. Малин¹, А.В. Тихонов¹, А.Ф. Цацульников², <u>К.С. Журавлев¹</u>

Институт Физики Полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, 630090, г.

Новосибирск,

²Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, 194021, г. Санкт-Петербург. тел. +7(383)330-49-54, e-mail: protasov@thermo.isp.nsc.ru

Благодаря своим уникальным физическим свойствам гетероструктуры AlGaN/GaN имеют большое научное и практическое значение. Большая ширина запрещенной зоны, высокая теплопроводность, большая концентрация двумерного электронного газа (ДЭГ) и значительная величина напряженности электрического поля, при которой происходит насыщение скорости электронов, делают этот материал очень важным для разработки мощных высокотемпературных и высокочастотных устройств. Подвижность двумерного электронного газа в таких гетероструктурах является ключевым параметром, определяющим предельные характеристики приборов.

В работе проводится анализ механизмов рассеяния в гетероструктурах AlGaN/GaN с Gaполярностью, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) и эпитаксией из газовой фазы с использованием металл-органических соединений (МОСГФЭ) на подложках из сапфира с-ориентации. Концентрация двумерных электронов в исследуемых образцах была примерно одинаковой (1.0÷1.2)×10¹³ см⁻². При этом гетероструктуры МЛЭ специально не легировались, а барьер Al_xGaN с x=0.25 гетероструктур МОСГФЭ был легирован кремнием. Величина спейсера составляла 5 нм. Для МЛЭ гетероструктур мольное содержание алюминия в барьере равнялось 0.3. Температурные зависимости подвижности и концентрации электронов в диапазоне 77÷300 К определялись по измерениям эффекта Холла методом Ван-Дер-Пау при фиксированном значении индукции магнитного поля В=0.5 Тл. Отсутствие дополнительных каналов проводимости по объёмным слоям GaN или AlGaN контролировалось измерением магнитосопротивления и эффекта Холла в магнитных полях до 2 Тл. Сопротивление образцов не зависело от магнитного поля, что характерно для вырожденного электронного газа, а эффект Холда имел линейную зависимость от В. Для исследования зависимости подвижности двумерных электронов от их концентрации были изготовлены классические Холловские структуры с изолированным полевым электродом. Меза-структуры высотой 80 нм были получены сухим травлением в плазме BCl₃. Омические контакты изготавливались вжиганием напыленных слоев Ті/Аu при 600°С в течении 30 с. После этого на образцах выращивался слой SiO₂ толщиной 100 нм, на который напылялся золотой полевой электрод. Эффект Холла и проводимость измерялись на переменном токе I=0.5 мкА в зависимости от напряжения на полевом электроде. Величина индукции магнитного поля при измерении эффекта Холла составляла 1 Тл. Шероховатость поверхности, необходимая для оценки рассеяния на шероховатостях гетерограницы, определялась при помощи атомно-силового микроскопа (ACM) Solver p-47H (NT MDT) с разрешением по вертикали 0.5 Å. Экспериментальные значения подвижности двумерного электронного газа сравнивались с теоретическими значениями, рассчитанными в приближении времени релаксации. При расчете использовалось приближение Фанга-Ховарда, в котором волновая функция электрона в треугольной квантовой яме записывается в виде $\psi(z) = (b^3/2)^{1/2} z \exp(-bz/2)$, где b – нормировочная константа, а z – расстояние от барьера. Учитывались следующие виды рассеяния: на акустических фононах: пьезоэлектрическое: на полярных оптических фононах: на заряженных центрах: на дислокациях; на шероховатостях гетерограницы и сплавное рассеяние. Результирующая подвижность электронов с учетом всех механизмов рассеяния рассчитывалась по правилу

Матиссена. Такой метод расчета подвижности для случая вырожденного электронного газа имеет малую погрешность, так как вклад в проводимость дают (и, соответственно, рассеиваются) только те электроны, энергия которых отличается не более чем на k_BT от энергии Ферми.

Экспериментальные данные аппроксимировались теоретическими выражениями, описывающими подвижность электронов. Для аппроксимации применялся метод наименьших квадратов с использованием метода нелинейной оптимизации Хука-Дживса. Параметр *b*, входящий в теоретические выражения для механизмов рассеяния, был представлен в виде $b = \beta N_s^{1/3}$, где β использовался в качестве подгоночного параметра. При анализе зависимости подвижности от

температуры суммарный вклад μ_{const} рассеяния на заряженных центрах, на дислокациях, на шероховатостях гетерограницы и на сплавном потенциале использовался как второй подгоночный

параметр. Так как в используемой теоретической модели вклады этих механизмов рассеяния не зависят от температуры, то такой подход является обоснованным.

На рис. І приведены результаты анализа температурных зависимостей подвижности для гетероструктур МЛЭ (\circ) и МОСГФЭ (\blacksquare). Как можно видеть, различие для зависящих от температуры механизмов рассеяния для этих двух образцов очень мало. Более низкая подвижность для МЛЭ гетероструктур, в том числе при комнатной температуре, обусловлена независящими от температуры механизмами рассеяния. Полученные в результате аппроксимации значения μ_{const} равны 5028 см²/(В×с) для МЛЭ и 8273 см²/(В×с) для МОСГФЭ гетероструктур.



Рис. 1. Температурные зависимости подвижности для гетероструктур МЛЭ и МОСГФЭ. Значения подгоночного параметра β равны 291 см^{-1/3} и 311 см^{-1/3}, соответственно.

Рис.2. Зависимость подвижности от концентрации носителей заряда в гетероструктуре МОСГФЭ при температуре 77 К.

Вид механизма рассеяния, определяющего μ_{const} , был определен для гетероструктуры МОСГФЭ по измеренным зависимостям подвижности от концентрации. Такая зависимость для 77 К приведена на рис. 2. Подвижность, ограниченная кулоновским рассеянием на ионизированных донорах в барьере AlGaN или на дислокациях, увеличивается при росте концентрации двумерного электронного газа вследствие экранирования как $\mu_{coul} \sim N_s$, а подвижность, ограниченная сплавным рассеянием или рассеянием на шероховатостях гетерограницы, наоборот, уменьшается как $\mu_{All,IR} \sim N_s^{-2}$. В последнем случае подвижность уменьшается ближе к гетерогранице. Расчет концентрации максимум квадрата волновой функции смещается ближе к гетерогранице. Расчет показывает, что вклады двух последних механизмов рассеяния в величину μ_{const} примерно равны. Так как среднеквадратичное значение шероховатости поверхности для гетероструктуры МЛЭ (Δ =6.2 нм) значительно выше, чем для гетероструктуры МОСГФЭ (Δ =1.1 нм), то рассеяние на шероховатостях гетерограницы для гетероструктуры МЛЭ.

В работе проведен анализ механизмов рассеяния двумерного электронного газа в гетероструктурах AlGaN/GaN с концентрацией электронов в диапазоне (1.0÷1.2)×10¹³ см², выращенных методом МЛЭ и МОСГФЭ. Показано, что в гетероструктуре МОСГФЭ подвижность электронов при низких температурах определяется сплавным рассеянием и рассеянием на шероховатости гетерограницы. Более низкое значение подвижности при низких температурах для гетероструктур МЛЭ обусловлено рассеянием на шероховатости гетерограницы.

Работа поддержана грантами РФФИ 09-02-00974, 09-02-00775.

ANALASYS OF SCATTERING MECHANISMS OF 2DEG IN Al_sGa_{1-s}N/GaN HETEROSTRUCTURES GROWN BY MBE AND MOCVD

D.Yu. Protasov^{1*}, T.V. Malin¹, A.V. Tikhonov¹, A.F. Tsatsulnikov², <u>K.S. Zhuravlev¹</u>.

¹A.V. Rzhanov Institute of Semiconductors Physics SB RAS, 13 pr. Lavrentieva, Novosibirsk 630090, ²Ioffe Physical Technical Institute RAS, 26 Polytekhnicheskaya, St Petersburg 194021. phone +7(383)330-49-54, e-mail: protasov@thermo.isp.nsc.ru

The analysis of scattering mechanisms of two-dimensional electron gas in MBE and MOCVD Al_sGa_{1-s}N/GaN heterostructures was performed. It was obtained, that for MOCDV sample the interface roughness scattering and alloy disorder scattering are dominated at low temperatures. Lower value of mobility at low temperatures for MBE heterostructures is caused by interface roughness scattering.

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ AIGaN/GaN СТРУКТУР С ДВУМЕРНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ГАЗОМ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ УРОВНЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ

<u>К.С. Журавлев</u>^{1*}, И.В. Осинных¹, Т.В.Малин¹, А.Ф.Цацульников²

Институт физики полупроводников им А.В. Ржанова,

630090, Россия, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева 13; zhur@thermo.isp.nsc.ru

² Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

Гетероструктуры AlGaN/GaN представляют больший интерес благодаря своим электрическим свойствам. Как известно, различие постоянных решеток GaN и AlGaN приводят к появлению встроенного электрического поля из-за спонтанной поляризации и поляризации, обусловленной механическими деформациями на гетерогранице. Это приводит к возникновению потенциальной ямы для электронов на границе GaN/AlGaN, в которой образуется двухмерный электронный газ (2ДЭГ). Одним из способов характеризации таких структур является фотолюминесцентная спектроскопия.

Целью данной работы было изучение рекомбинации 2ДЭГ электронов и дырок, локализованных вблизи электронного газа в объеме GaN. В работе исследованы GaN/AlGaN гетероструктуры с 2ДЭГ с концентрацией электронов n=1×10¹³ см⁻² и подвижностью µ=1100 и 1700 см²/В сек при комнатной температуре. Первый образец был выращен методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) из аммиака, второй – методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений (МОСГФЭ). После нитридизации сапфировой подложки выращивался буферный слой, состоящий из слоя AlN (100-300 нм) и переходного слоя AlGaN (200-300 нм). Формирование полярности структуры осуществлялось на этапе зарождения слоя AlGaN (20-30 нм). Между ними был создан тонкий (4-5 монослоев) слой AlN, нужный для обеспечения резкости стенки квантовой ямы, возникающей на границе GaN/AlGaN. Поверх AlGaN был нанесен защитный слой GaN (5-6 монослоев).

Фотолюминесценция (ФЛ) возбуждалась непрерывным He-Cd лазером (длина волны излучения λ =325 нм, средняя мощность P=18 мBт) и импульсным N₂ лазером (λ =337 нм, P=15-25 мBт). Последний позволяет достигать высокого уровня возбуждения. Спектры ФЛ измерялись при комнатной и гелиевой температурах.



Рис.1. Спектры ФЛ образца, выращенного методом МОСГФЭ, при импульсном (1) и непрерывном возбуждении (2).

В спектрах ФЛ обоих образцов присутствовали хорошо известные полосы, соответствующие рекомбинации свободных экситонов (положение максимума полосы $\hbar \omega_{max}$ =3,485 эВ) и экситонов, связанных на донорах ($\hbar \omega_{max}$ =3,479 эВ). Помимо этого наблюдались полосы, связанные с рекомбинацией донорно-акцепторных пар (ДАП), которые отличались по интенсивности и положению максимумов для разных образцов. В ФЛ образца, выращенного методом МЛЭ, присутствовала хорошо известная полоса ДАП с $\hbar \omega_{max}$ =3,275 эВ и её фононные повторения (3,186 и 3,095 эВ). Интенсивность этой полосы была на два порядка меньше, чем интенсивность полосы, соответствующей рекомбинации экситонов, связанных на донорах. В спектре второго образца наблюдалась широкая полоса с максимумом около 3,17 эВ, интенсивность которой была сравнима с интенсивностью полосы, соответствующей рекомбинации экситонов, связанных на донорах. Очевидно, эта полоса связана с донорно-акцепторной рекомбинацией на другом акцепторе, с большей энергией связи. Предположительно, в качестве такого акцептора выступают дефекты в объеме GaN.

Также при импульсном и непрерывном возбуждении наблюдались одна (для МЛЭ образца) либо две полосы ФЛ (для МОСГФЭ образца), сдвинутые в низкоэнергетическую область спектра относительно полосы экситонов, связанных на донорах. Эти полосы ($\hbar\omega_{max}$ =3,446 и $\hbar\omega_{max}$ =3,423 эВ) наблюдались ранее и они связанны с рекомбинацией 2ДЭГ электронов, которые, вероятно, находятся на первом и втором энергетических уровнях в квантовой яме, сформированной вблизи гетерограницы. При возбуждении импульсным лазером в спектре МОСГФЭ образца наблюдалось появление трех дополнительных полос в более низкоэнергетической части спектра ($\hbar\omega_{max}$ =3,351, $\hbar\omega_{max}$ =3,301 эВ), ширина которых и расстояние между ними увеличивались по мере движения в сторону меньших энергий. Интенсивность этих пяти полос слабее зависела от мощности возбуждения по сравнению с интенсивностью полос, связанных с рекомбинацией свободных экситонов, экситонов, казанных на донорах и донорно-акцепторных пар. Эти полосы, скорее всего, связанных состояниях акцепторов.

PHOTOLUMINESCENCE OF GaN/AIGaN STRUCTURES WITH TWO-DIMENSIONAL ELECTRON GAS AT VARIOUS EXCITATION POWER

K.S. Zhuravlev^{1*}, I.V. Osinnykh¹, T.V. Malin¹, A.F. Tsatsulnikov²

¹A.V. Rzhanov Institute of Semiconductor Physics,

630090, Russia, Novosibirsk, 13, Lavrentieva ave. *<u>zhur@thermo.isp.nsc.ru</u>

² Ioffe Physico-Technical Institute of RAS, 194021, 194021 St. Petersburg, 26, Politekhnicheskaya street

GaN/AlGaN heterostructures attract great attention due to theirs electrical properties. High-density two-dimensional electron gas (2DEG) forms near of the GaN/AlGaN boundary. Photoluminescence spectroscopy is one of promising methods for characterization of such heterostructures.

Aim of this work was to investigate recombination of 2DEG electrons and holes from bulk GaN. Samples were grown by metalorganic chemical vapor deposition technique (MOCVD) and molecular beam epitaxy (MBE). Photoluminescence (PL) was excited by a continuous He-Cd laser and a pulse N₂ laser at 5 K. The second laser allows to reach a high level of excitation.

PL bands connected with recombination of free excitons (peaked at $\hbar\omega_{max}=3.485$ eV), donor bound excitons ($\hbar\omega_{max}=3.479$ eV) were observed for both samples. Furthermore well-known PL band ($\hbar\omega_{max}=3.275$ eV) and its phonon replicas related to recombination in donor-acceptor pairs (DAP) has been found in the spectrum of the MBE sample, whereas PL spectrum of the MOCVD sample the DAP PL band peaks at 3.17 eV probably because an another type of acceptor is involved. Additionally, series of PL bands located below the donor bound exciton PL band have been revealed. Two of these PL bands for MOCVD sample and one PL band for MBE sample was observed at continuous and pulse excitation. These PL bands ($\hbar\omega_{max}=3.446$ and $\hbar\omega_{max}=3.423$ eV) are connected with recombination of 2DEG electrons at first and second levels in quantum well with free holes. Whereas three new PL bands located below these PL bands ($\hbar\omega_{max}=3.391$, $\hbar\omega_{max}=3.352$, $\hbar\omega_{max}=3.301$ eV) appear only at pulse excitation of MOCVD sample. We attribute these PL bands to recombination of 2DEG electrons with holes located on excited levels of deep acceptors.

АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ДОРОЖНОГО ОСВЕЩЕНИЯ СВЕТИЛЬНИКАМИ СО СВЕТОДИОДАМИ БЕЗ ВТОРИЧНОЙ ОПТИКИ

<u>Э.М. Гутцайт</u>¹*, В.Э. Маслов², И.В. Степанова¹, Д.О. Тимер-Булатов¹, Е.Ю. Ушакова¹ ¹ Московский энергетический институт (Технический университет),

Красноказарменная ул., 13, 111250, Москва, тел. +7(495)4337551, *e-mail: edgut@migmail.ru; ² ООО «ЛЕДРУ» ул. Матросская тишина, 23, стр.1, 107076, Москва, e-mail: info@ledru.ru

В настоящее время светодиоды (СД) уже вытесняют не только лампы накаливания, но и способны заменить газоразрядные источники света, поскольку в прошлом году преодолели барьер световой отдачи в 200 лм/Вт [1,2].

Для уличного и дорожного освещения многие фирмы за последние годы освоили выпуск светодиодных светильников. В них содержатся от 80 до 100 СД и на каждый накладывают дополнительную полимерную линзу сложной формы (называемую вторичной оптикой) для обеспечения требуемого светораспределения.

В данной работе вместо вторичной оптики предлагается определённым образом поворачивать СД и пропускать через них различные токи для улучшения равномерности распределения освещённостей и яркостей дорожных покрытий.

В докладе приводятся результаты анализа СД модулей в стандартных насадках уличного и дорожного освещения. Представлены результаты расчётов освещённостей и яркостей дорожных покрытий от светильников, в которых использовались повёрнутые СД с различными световыми потоками. При этом программа DIALux использовалась на третьем этапе расчётов и построений. А на первом этапе, где задавались углы поворотов СД по двум поперечным направлениям и мощности, подводимые к каждому СД, использовалась программа в среде MATLAB, которая была составлена Краснопольским А.Е. и Гутцайтом Э.М. [3]. На втором этапе суммарные распределения освещённостей от СД в одном светильнике переводились в кривые сил света (КСС), которые затем вводились в программу DIALux. Программа DIALux обеспечивала сопоставление полученных результатов со светотехническими.

В работе проанализированы варианты использования СД с первичными оптическими системами, обладающими КСС косинусного типа с разными углами излучений (УИ): 20_{0.5} = 10⁰, 15⁰, 25⁰, 35⁰, 50⁰ и 100⁰. Кроме того, были проверены СД с КСС типа batwing с УИ 30⁰, как у СД типа DNC-MR 16 [4]. Последний вариант оказался наилучшим и обеспечил наиболее равномерное распределение освещённости дороги, показанное на рис.1.



Выбранный класс освещенности: МЕ4а

Все фотометрические условия соблюдены.

L _{cp} [cd/m²]	U0	UI	TI [%]	SR
1.25	0.6	0.7	5	0.7
≥ 0.75	≥ 0.4	≥ 0.6	≤ 15	≥ 0.5
~	~	~	~	~

Рис. 1. Распределение освещённости вдоль дороги.



В этом варианте рассчитывались опоры с насадками, содержащими по 8 x 9 = 72 шт. одноваттных СД со световой отдачей по 100 лм/Вт. Насадки сами по себе были наклонены под углом 15⁰ поперёк дороги, а СД в девяти рядах равномерно разворачивались наружу с шагом по 7.5⁰. В каждом ряду, направленном вдоль дороги, находилось по восемь СД, которые разворачивались от центра насадки в разные стороны так, что крайние СД были повёрнуты на $\pm 60^{0}$. Световые потоки СД в насадке изменялись от 28 до 112 лм. Суммарный световой поток одной насадки составил 4135 лм. Опоры высотой 10 м располагались в шахматном порядке по обеим сторонам дороги шириной 7 м на расстояниях по 35 м вдоль дороги.

Полученные распределения освещённостей и уровни яркостей, как видно из рис.2, полностью удовлетворяют нормам [5], установленным для уличных светильников с газоразрядными лампами. На рис.2 имеют место следующие обозначения:

 E_{cp} – средняя освещённость в лк; L_{cp} – средняя яркость в кд/м²; $U0 = L_{min}/L_{cp}$ и $U1 = L_{min}/L_{max}$ -коэффициенты равномерности яркости; TI – мера слепящей блёскости, характеризующая ослеплённость; SR – коэффициент периферийного освещения, определяемый отношением средней освещённости контрольных участков периферийной полосы к средней освещённости полотна дороги.

В докладе будут представлены результаты расчётов и других вариантов расположения опор с насадками вдоль дороги. В общем, результаты анализа показали возможности использования поворотов СД с изменениями их световых потоков, обеспечивающих необходимый размах и сдвиг максимумов КСС без вторичной оптики. Наиболее предпочтительными являются СД с УИ от 25° до 35°. При более широких УИ повороты СД не эффективны и освещается не только дорога, но и окружающее пространство с малой освещённостью на дороге. При меньших УИ освещённость на дороге не равномерная, появляются участки с повышенной освещённость о слепящей яркостью дорожного покрытия.

[1] Аладов А.В., Васильева Е.Д., Закгейм А.Л., Иткинсон Г.В., Лундин В.В., Мизеров М.Н.,

Устинов В.М., Цацульников А.Ф. Светотехника. 2010. №3. С. 8.

[2] Рыжков М.В. Светотехника, 2010. № 4. С.64.

[3] Гутцайт Э.М., Краснопольский А.Е., Милютин Д.В. Светотехника, 2007. № 4. С.52.

[4] Гутцайт Э.М., Маслов В.Э., Сидоров А.М. Сборник статей 6-го Белорусско-Российского

семинара «Полупроводниковые лазеры и системы на их основе». Минск, 4-8 июня 2007. С.123. [5] ГОСТ 8045-82. Светильники для наружного освещения.

ANALYSIS OF OPPORTUNITIES FOR ROAD LIGHTING LED LUMINAIRES WITHOUT SECONDARY OPTICS

E.M. Gutzeit¹*, V.E. Maslov², I.V. Stepanova¹, D.O. Timer-Bulatov¹, E.JU. Ushakova¹

¹ Moscow power institute (Technical university), Street Krasnokazarmennaja, 13, 111250, Moscow, ph. +7 (495) 4337551, e-mail: edgut@migmail.ru;

² Open Companies " LEDRU ", street Matrosskaja tishina, 23, 107076, Moscow.

The possibility of using LED turns with changes in their light streams that provide the necessary sweep and shift of emission maxima without secondary optics are shown. Most preferred are LEDs with emission angles between 25° and 35° . In a more wide angles of radiation turns LEDs are not effective, and highlights not only this road but also the surrounding space with low lighting on the road. At smaller angles of radiation illumination on the road is not uniform, there are areas with high illumination and glare road coating.

УНИВЕРСАЛЬНЫЕ БЕЛЫЕ СВЕТОДИОДНЫЕ МОДУЛИ С СВЕТОВЫМ ПОТОКОМ ДО 1100 ЛМ И СВЕТОВОЙ ОТДАЧЕЙ ДО 110 ЛМ/ВТ, ПРЕДНАЗНАЧЕННЫЕ ДЛЯ ОСВЕЩЕНИЯ

Н.А. Гальчина¹, А.Л. Гофишейн-Гардт¹, <u>Л.М. Коган¹</u>, <i>И.Т. Рассохин¹, Н.П. Сощин² ¹ООО «НПЦ ОЭП «ОПТЭЛ», Щербаковская ул., д. 53, 105187, г. Москва, тел. +7(495)366-05-33, e-mail: <u>Levkogan@mail.ru</u>. ²ООО НПК «Люминофор», 141190, г. Фрязино.

Для использования в светильниках различного назначения разработаны универсальные светодиодные модули (СДМ) на печатной плате с Al основой, содержащие 7 (тип модуля МСО-18Бл) и 9 (тип МСО-21Бл) светоизлучающих элементов (рис. 1), соединенных последовательно.



Использованы кристаллы фирмы SemiLEDs, созданные на основе p-n-гетероструктур в системе InGaAIN с размерами 1,2x1,2 мм, с доминирующей длиной волны излучения 455 – 460 нм и мощностью излучения не менее 500 мВт при токе 350 мА. Вокруг каждого кристалла размещен специальный отражатель, содержащий прозрачный силикон (показатель преломления 1,53-1,54) с люминофором (ЛФ), причем ЛФ не касается кристалла [1].

В основу ЛФ [2] введены ионы Ть или Yb с радиусом меньшим ионного радиуса основного катиона Y⁺³. С целью уменьшения доли света с длиной волны более 650 нм был применен специальный режим синтеза ЛФ. Сфероидная морфология зерен ЛФ обеспечила снижение оптических потерь. Оптическая эффективность ЛФ повышена в диапазоне коррелированных цветовых температур (КЦТ) 3500 – 5500 К.

Тип модулей	Входные электрические параметры		Световые параметры			
	J _f , мА	U _f , B,	Ре, Вт	F _v , лм	КЦТ, К	η_v
		не более				лм/Вт
МСО-18Бл	0,35	24,0	8,0	800±50	4000-5500	90-105
МСО-18Бл-Т	0,35	24,0	8,0	800±50	3500-4000	90-105
МСО-21Бл	0,35	29,0	10,0	1000±100	4000-5500	92-112
МСО-21Бл-Т	0,35	29,0	10,0	1000±100	3500-4000	92-112

Достигнутые параметры СДМ приведены в таблице.

Угол излучения $2\theta_{0,5} \approx 120\pm10$ град. Как видим, СДМ обеспечивают световой поток в диапазоне 750-1100 лм при световой отдаче 90-110 лм/Вт (при токе 350 мА). При малых токах (например 50 мА) световая отдача достигает 160 лм/Вт (см. рис. 2 для модуля МСО-18Бл-Т). Цвет свечения создаётся как естественно-белый (КЦТ 4000-5500 К), так и «тёплый» (КЦТ 3500-4000 К). Разработанные модули типа МСО-18Бл использованы в светильнике «Каскад-2» (ОАО «Оптрон») для освещения в ЖКХ и других помещениях (рис. 3).

Разработаны также белые СД с силой света до 4000 кд при токе 350 мА и угле излучения 4 град. СД содержит эллиптический полимерный купол [3]. КПД СД по силе света достигает 3400 кд/Вт. Может быть применен в прожекторах.

[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.Сощин. Мощные белые светодиоды со световой отдачей до 120 лм/Вт и изделия на их основе. Светотехника, 2010, №3, стр. 51-53.
[3] Л.М.Коган, НН.А.Гальчина, И.Т.Рассохин. Мощный светодиод. Патент РФ на полезную модель №48673, Бюл. №30,2005.



Рис. 2 Зависимость светового потока, световой отдачи и прямого напряжения от прямого тока



Рис.3 Светильник «Каскад-2»

UNIVERSAL WHITE LIGHT-EMITTING DIODE MODULES FOR ILLUMINATION WITH A LIGHT FLUX UP TO 1100 Lm AND EFFICIENCY UP TO 110 Lm/W

N.A.Galchina¹, A.L.Gofshtein-Gardt¹, <u>L.M.Kogan¹*</u>, I.T.Rassohin¹, N.P.Soshcin²

¹Open company "NPC OEP "OPTEL", street ShCherbakovskaja, д. 53, 105187, Moscow, ph. +7 (495) 366-05-33, e-mail:<u>Levkogan@mail.ru</u>. ²Open company "Luminofor", 141190. Frajsino.

For use in illumination universal white light-emitting diode modules (SDM) on the printedcircuit-board with Al a basis, containing 7 (type of module MCO-18Bl) and 9 (type MCO-21Bl) lightemitting elements connected consistently are developed. Light fluxes in a range 750-1100 lm are achieved with efficincy 90-110 lm/W (at a direct current 350 mA). Color of a luminescence is "natural white" (CCT 4000-5500 K), and "warm white" (CCT 3500-4000 K). An operation voltage is more than 24,0 and 29,0V accordingly. Module MCO-18Bl was used in luminaries for housing and communal services "Cascade - 2" ("Optron" Ltd).

РУТЕНИЕВЫЙ RU- ГРАНАТ, НОВОЕ СЕМЕЙСТВО ФОТОЛЮМИНОФОРОВ ДЛЯ БЕЛЫХ СИД

<u>Сошин Н.П</u>^{1*} SunZhuo² LoWeiHung² ¹ФГУП НИИ "Платан", Заводской проезд 2, 141190 г. Фрязино,

тел. +7(495)4658888, *e-mail: inpec@mail.ru ²Восточно-Китайский нормальный Университет Шанхай ,КНР

Экспансивная деятельность компании Nichia по необснованным искам к светодиодым компаниями мира несколько снизилась. Компания Nichia добилась трех патентов WIPO, однако, с ключевым словом не «фосфор» или «LED», а дисплей.

В нашем докладе представлены результаты синтеза нового семейства Фл со стехиометрической формулой(ΣLn)3(Me+2,Al,Ru+4)2[AlO3.96HN3], где Ln-редкоземельные ионы Me=Me+2=Mg, Ca, Sr, Ba,Hal=F-1, Ce-1,Br. Материал синтезируют методом расплавно-газофазной технологии с использованием наноразмерного сырья в виде Al(OH)3, Ln(OH)3 с размерами зерен от 10 до 50 nm. В качестве атмосферы синтеза используется восставливающая смесь 5%H2+N295% с присадками галогеноводородов и аммиака на определенных стадиях процесса(до 2%).

В синтезированном семействе гранатных материалов для управления их спектральными свойствами используются два вида изоморфных замещений в катионной и аннионкой подрешетках:

- изовалентное с частичной заменой иттрия на редкоземельные катионы Yy+Lu2O3→(LnXY1-y)3;
- гетеровалентных в анионной подрешетке с частичным замещением части ионов кислорода в тетраэдре [AlO4] на галогенид ионы Hal и ион N-3. Замещение 6-кратно координированного иона Al+3 на ионы элементов 2 групп и 8 группы, в частности Ru+4, проходит по гетеровалентной схеме (Me+2Al)+(RuAl).

Таким образом, в представленном семействе люминофоров реализуются три канала управления яркостными и спектральными характеристиками :

- по катионным позициям с координационым числом 8;
- по анионных позициям с КЧ=4, по октаэдрическим позициям с КЧ=6.

Это позволяет изменять положение максимума излучения от λ =515 нм до λ =610 нм с полушириной спектральной кривой от $\Delta\lambda$ =110 нм до $\Delta\lambda$ =140 нм, суммой координат цветности от x+y=0.86 до 0.995, с высоким коэффицентом преобразования коротко-волнового света гетероперехода InGaN равным K=5-7 единиц. При одном и том же катионном составе многолигандное замещение в [AIO4] позволяет управлять коэффицентом цветовоспроизведения излучение Фл в диапазоне Ra=75-85. Для получения максимальной плотности упаковки покрытия зерна при синтезе приобретают естественную для граната морфологию тетрагонтриоктаэдра и удельную плотность до 65% от монокристалла.

На спектральной установке Sensing 10 были измерены спектры излучения и возбуждения представленных Фл (рис. 1) в сравнении с эталонами известных зарубежных компаний (N,PL,Td.Ne) Преимущество Ru-люмнофоров составляет от +10 до +20% при оптимальном для промышленых InGaN гетеропереходов широкополосном спектре возбуждения.

На ряде китайских заводов с использованием одного из вариантов синтезированного Ru –семейства люминофоров достигнут параметр светоотдачи η=143-152 люмен/Ватт (Wэл=1.12Вт) для излучения с температурамиТ=4100К-3560К

Уникальную особеность придает введение в состав Фл оксида рутения (название элемента дано в часть России), понижающего коэффициент отражения возбуждающего света от поверхности зерен Фл, что позволяет понизить концентрацию Фл, вводимую в состав люминесцентного конвертера

Предложено использовать для нового семейства фирменное обозначение "Российский гранат"



Fig.1 Excitation and emission spectra for the Phosphors from the various companies. Y-Yanotech Co.

NEW FAMILY PHOSPHORS FROM RU-GARNETS LANTANIDES

<u>N.P. Soshchin</u>¹, SunZhuo² LoWeiHung² ¹RDI Platan, Zavodskoy Proezd.2, 141190, Fryazino, Moscow reg., Russia Phone. +7(495)4658888, e-mail: inpec@mail.ru ² ECNU Shanghai, PRC

Phosphors with additional introduction in structure of impurity oxide of ruthenium (Ru - Russia) is developed. These phosphors are intensively excited by blue light from nitride structures. Spectral maximum of radiation is in a range from 510 to 611 nanometers, quantum efficiency is about 0,95. In a white light-emitting diodes efficiency from 143 lm/W (current 350 MA) to185 lm/W (current 100 MA) is obtained.

ПРОФИЛИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДЕФОРМАЦИЙ И ЭЛЕКТРОННЫХ ПАРАМЕТРОВ ПО ГЛУБИНЕ В ДИОДНЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ Gan, ПОЛУЧЕННЫЕ МЕТОДОМ СКАНИРУЮЩЕЙ КОНФОКАЛЬНОЙ РАМАНОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

<u>Е. А. Авраменко¹</u>*, А. Е. Беляев¹, В. П. Брыкса¹, М. Я. Валах¹, В. В. Стрельчук¹, А. Ф. Коломыс¹, Р. В. Конакова¹, Ю. Н. Свешников²

¹ Институт физики полупроводников имени В. Е. Лашкарева НАН Украины, пр-т Науки, 41, 03028, г. Киев, Украина, e-mail: avramenko@isp.kiev.ua

² ЗАО «Элма-Малахит», 124460, Зеленоград, Москва, Россия

Стремительный рост интереса к нитридным полупроводникам обусловлен все более широким их использованием при создании приборов опто- и наноэлектроники нового поколения благодаря сочетанию уникальных физических характеристик (большие значения ширины запрещенной зоны, высокая теплопроводность, химическая и термическая стойкость и др.).

В данной работе представлены результаты исследования профилей распределения деформации, подвижности и концентрации носителей заряда по глубине эпитаксиальных слоев n+-GaN(0.9мкм)/n⁰-GaN(1.5мкм)/n+-GaN(3.1мкм) и n+-GaN(0.8мкм)/n⁰-GaN(1.5мкм)/n+-GaN(3.0мкм)/AIGaN(0.2мкм) диодных структур, выращенных на (0001) Al₂O₃ и легированной 4H-SiC подложках методом химического осаждения из газовой фазы металлоорганических соединений.

В Рамановских спектрах $n^+/n^0/n^+$ -GaN диодных структур на Al₂O₃ и 4H-SiC-подложках регистрируются неполярные E_2^{low} , E_2^{high} и полярная A_1^{LO} фононные моды GaN слоя при ≈ 144 , 570 и 736 см⁻¹ (≈ 143 , 563 и 733 см⁻¹). Отличие частот неполярной E_2^{high} и полярной A_1^{LO} мод от частот, характерных для монокристаллического GaN ($\omega_{bulk}(E_2^{high}) = 568$ см⁻¹ и $\omega_{bulk}(A_1^{LO}) = 734$ см⁻¹), обусловлено остаточными упругими деформациями в слоях. В Рамановских спектрах диодной структуры две широкие полосы при ≈ 280 и ≈ 820 см⁻¹ обусловлены рассеянием на ω^{\pm} смешанных LO-плазмон-фононных модах (СПФМ). Поскольку энергия кванта возбуждающего излучения отвечает области прозрачности слоев структуры, то в Рамановском спектре также присутствуют широкие плазмон-фононные ω^+ и ω^- полосы от сильно легированной 4H-SiC подложки при ≈ 82 и ≈ 1020 см⁻¹, соответственно.

Используя сканирующую конфокальную Рамановскую спектроскопию мы исследовали профили распределения изменения частоты и полуширины по глубине структуры для неполярной E_2^{high} и полярной A_1^{LO} фононных мод с шагом сканирования 0.2 мкм. С учетом эффектов дифракции и рефракции света в многослойной диодной структуре геометрические толщины слоев приведены в соответствие с коэффициентом уменьшения оптической шкалы $\approx 2.3 \times ($ рис. 1, вставка).

Из анализа Рамановских спектров, измеренных для разных глубин структуры, мы получили профили изменения по глубине частоты (a, c) и полуширины (b, d) E_2^{high} и A_1^{LO} мод для диодных структур, выращенных на разных подложках (рис. 1). Частота E_2^{high} моды GaN слоев смещается в высокочастотную (низкочастную) область спектра для структур на Al₂O₃ (4H-SiC) подложке (горизонтальная пунктирная линия на рис. la cooтветствует объемному GaN). Такое смещение частоты E_2^{high} мод вызвано остаточными деформациями сжатия (растяжения) в GaN слоях, что обусловлено несоответствием постоянных решеток пленки и подложки. При этом полуширина E_2^{high} моды изменяется от 3.5 до 4.0 см⁻¹ (от 4.2 до 5.0 см⁻¹) вдоль направления роста структуры выращенной на Al₂O₃ (4H-SiC) подложке, что подтверждает высокое кристаллическое качество GaN слоев. Из рис.1b видно, что полуширина E_2^{high} моды имеет наименьшее значение 3.5 (4.2) см⁻¹ в области нелегированного n₀-GaN слоя диодной структуры на Al₂O₃ (4H-SiC) подложке. Интересным и неожиданным оказался факт регистрации рассеяния на неэкранированных A₁^{LO} фононах в Рамановских спектрах по всей глубине диодной структуры. При этом частота A_1^{LO} моды увеличивается при сканировании от поверхности к подложке исследуемой структуры. Горизонтальная пунктирная линия на рис.1с показывает значение частоты объемного GaN. Известно, что значение частоты полярной A_1^{LO} моды зависит как от упругих деформаций, так и взаимодействия с электронной подсистемой материала. Проведенный анализ частот и полуширин E2^{high} и A1^{LO} фононов по глубине диодных структур показал сложный характер распределений деформаций в разных пространственных областях GaN слоев с нанокристаллической структурой.

Проведено теоретическое моделирование Рамановских спектров ω[±] СФПМ в рамках диэлектрической модели. Получены профили распределения по глубине диодной структуры концентрации и подвижности носителей заряда в слоях GaN (рис.2). Обнаружено, что подвижность носителей заряда зависит от величины и типа деформаций. Показано, что подвижность носителей заряда в GaN слоях в два раза больше в n⁺/n⁰/n⁺/SiC структуре (деформации растяжения) в сравнении с n⁺/n⁰/n⁺/Al₂O₃ структурой (деформации сжатия).



Рис. 1: Профили распределения по глубине частоты (a, c) и полуширины (b, d) E_2^{high} и A_1^{LO} фононных мод диодной структуры на Al₂O₃ (заполненные круги) и 4H-SiC (открытые круги) подложках. Вертикальная пунктирная линия показывает границу раздела между воздухом и n⁺-GaN слоем диодных структур. На вставке схематически изображена структура n⁺/n₀/n⁺-GaN диодных структур выращенных на Al₂O₃ и 4H-SiC подложках.



Профили распределения Рис. 2: по глубине подвижности (a) и концентрации (b) носителей заряда диодной структуры Al₂O₃ на 4H-SiC (заполненные круги) и (открытые круги) подложках. Вертикальная пунктирная линия соответствует границе раздела между воздухом и n⁺-GaN слоем диодных структур.

DEPTH ANALYSIS OF STRESS AND ELECTRON PARAMETERS OF GaN-BASED DIODE STRUCTURES OBTAINED BY THE SCANNING CONFOCAL RAMAN SPECTROSCOPY

<u>K.A. Avramenko¹*</u>, A.E. Belyaev¹, V.P. Bryksa₁, M.Ya.Valakh¹, V.V. Strelchuk¹, A.F. Kolomys, R.V. Konakova¹, Yu.N.Sveshnikov²

¹ V. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics National Academy of Sciences of Ukraine, 45 Nauky pr., 03028 Kyiv, Ukraine, *e-mail: <u>avramenko@isp.kiev.ua</u>

² Elma-Valahit-Concern Energomere,124460 Zelenograd, Russia

The stress, free carrier mobility and concentration profiles of the $n^+/n_0/n^+$ -GaN diode structures grown by the metal-organic chemical vapor deposition on (0001) Al₂O₃ and 4H-SiC substrates have been studied by confocal Raman depth-scanning spectroscopy. In the depth Raman spectra of the doped GaN layers are observed simultaneously E_2^{high} and unscreened A_1^{LO} phonon modes corresponding to a thin subsurface layer and a large volume inner part of the GaN grains, respectively. A possibility of estimating the real strain profiles using two E_2^{high} and A_1^{LO} phonon modes within the GaN layers is presented. Depth profiles of the carrier concentration and mobility obtained from the line-shape analysis of both ω^- and ω^+ coupled phonon-plasmon modes for each depth-Raman spectrum of the GaN diode structure. We found that the carrier mobility could be controlled by changing a type stress. It clearly shown that a mobility is higher under a tensile stress than compressive one within GaN layers of the diode structures.

ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ И КОЛЕБАТЕЛЬНОГО СПЕКТРА КОРОТКОПЕРИОДНЫХ СВЕРХРЕШЕТОК GaN/AIN, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ МОГФЭ

В.Ю. Давыдов¹, <u>А.Н. Смирнов¹</u>*, <u>М.Б. Смирнов²</u>, <u>Ю.Э. Китаев¹</u>, <u>Р.Н. Кютт¹</u>, <u>М.А. Яговкина¹</u>, <u>Я.М. Бельтюков¹</u>, <u>М.М. Рожавская¹</u>, <u>В.В. Лундин¹</u>, <u>Е.Е. Заварин¹</u> 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 НИИ физики им. В.А. Фока, СПбГУ, 198504, Санкт-Петербург, Россия

Эффективное использование многослойных периодических полупроводниковых структур требует детального исследования их фундаментальных физические свойств, а также развития новых количественных методик диагностики с целью совершенствования технологии их выращивания.

Мы представляем результаты исследований структурных характеристик и динамики кристаллической решетки короткопериодных гексагональных сверхрешеток (CP) GaN/AlN. Образцы были выращены методом МОГФЭ в горизонтальном реакторе при температуре 1050°С на подложках (0001) Al₂O₃ с использованием буферных слоев GaN и AlN. Период CP (d_p) изменялся от 2 до 6 нм, а толщина структур варьировалась в диапазоне от 0.3 до 1 мкм. Для выращивания структур была разработана специальная методика подробно освещенная в [1].

Данные рентгенодифракционных измерений, полученные в режиме θ - 2θ сканирования (Puc.1a), и данные электронной просвечивающей микроскопии свидетельствуют о хорошо сформированных СР, обладающих планарными интерфейсами. Непосредственно из θ - 2θ кривых были оценены такие параметры как период СР, средний состав Al в структуре и величина средней деформации в СР. В результате моделирования кривой рентгенодифракционного отражения и подгонки расчетной кривой к экспериментальной были определены деформации отдельных слоях примерно одинаковые и имеют тенденцию небольшого уменьшения. Деформации в обоих слоях примерно одинаковые и имеют тенденцию небольшого уменьшения с уменьшением периода СР. В самой короткопериодной СР абсолютная величина деформаций в слоях близка к 1.2×10^{-2} , что свидетельствует о когерентном росте СР.

В отличие от CP GaAs/AlAs, в которых кривые дисперсии фононных мод объемных кристаллов не перекрываются, дисперсионные кривые GaN перекрываются с дисперсионными кривыми AlN, что приводит к существенно новым явлениям в динамике кристаллической решетки CP GaN/AlN. Колебательный спектр таких CP изучался методом рамановской спектроскопии при комнатной температуре с использованием Ar⁺ лазера (λ=514 нм) в качестве источника возбуждения.

Впервые в спектрах гексагональных СР GaN/AlN были обнаружены линии с частотами меньше, чем частоты линий, связанных с рассеянием света на сложенных продольных акустических фононах симметрии A_1 . Основываясь на результатах симметрийного анализа колебательного спектра СР, эти линии были приписаны проявлению в спектре сложенных поперечных акустических фононов симметрии E_1 . С использованием разных геометрий рассеяния и энергий возбуждения в диапазоне (1.83÷2.81 эВ) была получена новая информация о дисперсии продольных и поперечных акустических фононов в таких СР. Впервые было обнаружено, что рамановские спектры короткопериодных СР GaN/AlN в области высокочастотных оптических фононов AlN содержат набор максимумов, количество и частотное положение которых зависят от периода СР (Рис.1b). Теоретико-групповой анализ спектров позволяет связать наблюдаемую структуру с фононами симметрии A_1 , произошедшими из фононов симметрии A_1 (LO) и B_1 (high) объемного AlN.

Экспериментальные спектроскопические данные были сопоставлены с результатами модельных расчетов рамановских спектров CP GaN/AIN. На первом этапе расчета с использованием модели жестких ионов путем диагонализации динамической матрицы были рассчитаны колебательные частоты и собственные векторы оптических фононных TO и LO-мод в центре зоны Бриллюэна. На втором этапе расчетов с использованием приближения поляризуемых связей были рассчитаны интенсивности этих мод в спектрах рамановского рассеяния. Результаты расчетов показали, что новая периодичность, возникающая вдоль направления роста CP, индуцирует сложение зоны Бриллюэна таким образом, что в центре зоны появляются дополнительные фононные моды в области оптических фононов. Ведется совместный анализ результаты эксперимента, но и создаст основу для разработки количественной методики оценки важных параметров исследуемых CP из данных рамановской спектроскопии.

Работа была поддержана РФФИ (Грант 09-02-01280), ННС-РФФИ (Грант 08-02-92003-ННС), и программой РАН "Физика новых материалов и структур".



Рис.1. (а) трехкристальные дифракционные кривые θ - 2θ сканирования симметричного брэгговского отражения (00.2) для СР GaN/AIN с разными периодами. (b) рамановские спектры СР GaN/AIN с разными периодами в области продольных оптических фононов.

[1] W.V. Lundin, A.V. Sakharov, A.F. Tsatsulnikov, V.M. Ustinov. Semicond. Sci. Technol., 26, 014039 (2011).

[2] М.Б. Смирнов, С.В. Карпов, В.Ю. Давыдов, А.Н. Смирнов, Е.Е. Заварин, В.В. Лундин, ФТТ 47, 716 (2005).

STUDIES OF THE STRUCTURE AND VIBRATIONAL SPECTRA OF SHORT-PERIOD GaN/AIN SUPERLATTICES GROWN BY MOVPE

V.Yu. Davydov¹, <u>A.N. Smirnov¹</u>*, M.B. Smirnov², Yu.E. Kitaev¹, R.N. Kyutt¹, Y.M. Beltukov¹, M.A. Yagovkina¹, M.M. Rozavskaya¹, W.V. Lundin, and E.E.Zavarin¹

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

² Fock Institute of Physics, Saint-Petersburg State University, 198504, St.Petersburg, Russia

Structure parameters and lattice dynamics were studied for short-period SL's GaN/AlN with a period ranging from 2 to 6 nm. Good crystalline quality of the layers, planar interfaces and coherent mode growth were revealed for SL's by x-ray and TEM measurements. The strain evolution in SL's was studied by high-resolution x-ray diffraction and Raman scattering. The periods estimated from Raman data are in good agreement with those determined from x-ray measurements and SL's growth rate. For the first time, the transverse folded acoustic phonons were detected in Raman spectra. We have shown that the number and frequencies of A_1 , phonons originated from $A_1(LO)$ and $B_1(high)$ phonons of bulk AlN demonstrate a strong sensitivity to the layer thickness. Experimental data were compared with the results of group theory analysis and simulations of SL's Raman spectra within the frame of the rigid ion model.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕГРЕВА СВЕТОДИОДОВ ОПТИЧЕСКИМИ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

 Д.С. Бобученко¹, Ю.А. Бумай¹, <u>В.К.расовский¹⁺</u>, Д.С. Доманевский¹, А.Г.Куклицкая¹, В.И. Цвирко², Ю.В. Трофимов², А.В. Данильчик³, Е.В. Луценко³
¹Белорусский национальный технический университет, Проспект Независимости, 65, 220013, г. Минск, Беларусь, Тел: +375 017 2966805, *e-mail: kaf_etf@mail.ru;
²ГП Центр светодиодных и оптоэлектронных технологий НАН Б, Логойский тракт, 22, 220090, г. Минск, Беларусь;

³ГНУ Институт физики НАН Б, Пр. Независимости 68, 220072, г. Минск, Беларусь;

Основной причиной деградации мощных светоизлучающих диодов (СИД) в большинстве случаев является перегрев кристалла. В связи с этим для устройств на основе СИД контроль температуры имеет существенное значение. В данной работе температуры нагрева мощных СИД измерены различными методами. Определение температуры проводилось на основе анализа спектров электролюинесценции, по изменению прямого напряжения на СИД [1] и с использованием тепловизора. В качестве объектов измерений выбраны СИД фирмы Helio ультрафиолетового, синего, зеленого и красного диапазонов. На рис.1 представлены измеренные зависимости квантовой эффективности выбранных СИД от тока.

Оценка температуры СИД по высокоэнергетическому фронту спектров электролюминесценции (рис.2) дает существенно завышенные значения (рис.3). Однако на основе данных значений температура активной области СИД может быть рассчитана в предположении, что при малых токах температура светодиодов равна комнатной, а изменение наклона фронта с увеличением тока обусловлено только увеличением температуры (рис.4).

На рис.5 представлены зависимости радиационных температур перегрева СИД ΔT_{rad} , измеренных с использованием тепловизора ИРТИС-2000МЕ, от электрической мощности *P*. На рис.6 приведены аналогичные зависимости температур перегрева СИД ΔT , полученные на основе сравнения стационарных и импульсных (исключающих разогрев) вольтамперных характеристик (ВАХ) с использованием предварительно измеренного температурного коэффициента напряжения. Из рисунков видно, что температуры, измеренные данными методами, в рамках точности измерений и вариации условий теплоотвода принимают близкие значения. За исключением области малых мощностей (сильного изменения квантовой эффективности) температуры ΔT_{rad} и ΔT линейно зависят от *P*, что позволило определить тепловое сопротивление "переход – окружающая среда" R_{ja} для используемых условий теплоотвода. Для исследованных СИД эффективное тепловое сопротивление R_{ja} находилось в интервале 23 – 35°C/Вт, в то время как реальное (с учетом только тепловой мощности) – в интервале 28 – 60°C/Вт. Необходимо также отметить, что сравнение температур перегрева, измеренных различными способами, в общем случае представляет неоднозначную задачу, так как помимо точности измерений и идентичности условий теплоотвода, сильно зависит от соотношения времени и времени выхода СИД на стационарный режим.

[1] Ф.Шуберт. Светодиоды (М., Физматлит., 2008). [Пер. с англ. под ред. А.Э.Юновича].

LEDs HEATING STUDIES BY OPTICAL AND ELECTRICAL METHODS

D.S. Bobuchenko¹, Y.A. Bumai¹, <u>V.V. Krasovskii¹</u>, D.S. Domanevskii¹, A.G.Kuklitskaja¹, V.I. Zvirko², U.V. Trophimov², A.V. Danilchyk³, E.V.Lutsenko³,

¹Belarusssian 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; ³SSO Institute of Physics NAS B, Independence Ave., 68, 220072, Minsk, Belarus;

Heating temperatures of power LEDs at different currents have been defined using electroluminescence spectra, thermograph and direct voltage changes with temperature. Comparison of the methods has been performed. The features of the measurements are discussed.



Рис.1. Зависимость квантовой эффективности СИД от тока: 1- ультрафиолетовый, 2 - синий, 3 - зеленый, 4 - красный.



Рис.3. Зависимость температуры перегрева СИД, определенной по высокоэнергетическому фронту спектра электролюминесценции, от силы тока: 1- ультрафиолетовый, 2 - синий, 3 - зеленый, 4 - красный.



Рис.5. Зависимость радиационной температуры перегрева СИД от мощности: 1 ультрафиолетовый, 2 - синий, 3 - зеленый, 4 красный.



Рис.2. Спектры электролюминесценции синего СИД для токов 1, 5, 10, 50, 100, 300, 500 мА



Рис.4. Зависимость температуры перегрева СИД, пересчитанной на основе данных рис.3, от силы тока: 1- ультрафиолетовый, 2 - синий, 3 - зеленый, 4 - красный.



Рис.6. Зависимость температуры перегрева СИД, измеренной с использованием импульсных ВАХ, от мощности: 1 - синий, 2 - красный.

ПОЛУЧЕНИЕ AIGaN/GaN ГЕТЕРОСТРУКТУР УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫХ СВЕТОДИОДОВ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 360-365 нм МЕТОДОМ ХЛОРИДНО-ГИДРИДНОЙ ЭПИТАКСИИ

<u>С.Ю.Курин</u>¹*, И.С.Бараш¹, А.Д.Роенков¹, М.Г.Агапов¹, А.А.Антипов¹, *Т.Ю.Чемекова¹*, Х.Хелава², Ю.Н.Макаров¹ ¹ООО «Нитридные кристаллы», пр. Энгельса, 27, 194156, Санкт-Петербург, * e-mail: skaphos@rambler.ru;

²Nitride Crystals Inc., 10404 Patterson Ave, Ste 108, Richmond VA 23238 USA

Ультрафиолетовые (УФ) светодиоды на основе нитридов III группы, в отличие от светодиодов видимого диапазона, выполненных из тех же материалов, обладают рядом особенностей, которые необходимо учитывать при оптимизации технологического процесса роста гетероструктур УФ светодиодов.

Активные слои УФ светодиодов с длиной волны менее 365 нм можно изготовить из материалов, не содержащих индия. В этом случае рассогласование постоянных решеток полупроводниковых материалов, составляющих гетероструктуру, оказывается сравнительно малым, что позволяет выращивать толстые активные области без релаксации напряжений, протекающей с образованием дислокаций, которые являются центрами безызлучательной рекомбинации в нитридах III группы.

В ООО «Нитридные кристаллы» развивается технология получения гетероструктур УФ светодиодов, излучающих на длине волны 360-365 нм, с толстой активной областью (толщиной более 100 нм), не содержащей индия.

Выбор толстого одиночного слоя в качестве активной области продиктован следующими соображениями: во-первых, при использовании толстой одиночной активной области максимум внутренней квантовой эффективности (IQE) достигается при высоких плотностях тока (более 200 A/cm²); во-вторых, в структурах с квантовыми ямами при значительно меньших плотностях тока происходит падение IQE вследствие оже-рекомбинации; в-третьих, использование структур с множественными квантовыми ямами в качестве активной области не является эффективным из-за пространственно неоднородной инжекции электронов и дырок в различные ямы (структура с множественными квантовыми ямами работает аналогично структуре с одиночной ямой) [1].

Оптимальным для роста толстых слоев переходной структуры и толстой активной области является метод хлоридно-гидридной эпитаксии (HVPE), развиваемый в ООО «Нитридные кристаллы», который, в отличие от распространенного метода МОС-гидридной эпитаксии (MOCVD), обеспечивает возможность управления скоростью роста в широких пределах: от долей микрона до десятков и сотен микрон в час. Кроме того, метод HVPE позволяет получать эпитаксиальные слои высокого кристаллического качества с высоким уровнем легирования, ограниченным для магния только инвертированием типа проводимости (в настоящее время продемонстрированы слои *p*-GaN с концентрацией магния 3·10¹⁹ см⁻³) [2]. В дополнение к этому, себестоимость технологического процесса HVPE гораздо ниже, чем MOCVD [3].

В активных слоях, не содержащих индия, оказывается слабым влияние флуктуаций состава твердого раствора на скорость безызлучательной рекомбинации неравновесных носителей, связанной с проникающими дислокациями. В активных слоях, выполненных из InGaN, этот эффект приводит к созданию кластеров и разделению фаз внутри растворов, что неминуемо приводит к изменению запрещенных зон и возникновению локальных потенциальных ям на зонной диаграмме. Потенциальные ямы притягивают и локализуют носители, препятствуя их диффузии к дислокациям [4]. Гетероструктуры УФ светодиодов, не содержащие индия в активных слоях, оказываются особенно чувствительными к проникающим дислокациям, которые образуются при выращивании структуры на инородных подложках сапфира (Al_2O_3). В ООО «Нитридные кристаллы» решение данной проблемы осуществляется за счет использования низкодефектных подложек монокристаллического AIN (с плотностью проникающих дислокаций менее 10^6 см²), которые согласованы по параметрам решетки с материалом эпитаксиального слоя и химически совместимы с ним, что обеспечивает высокое кристаллическое совершенство активного слоя гетероструктуры. Последнее, в конечном счете, необходимо для повышения эффективности УФ светодиодов.

В ООО «Нитридные кристаллы» имеется одноподложечный реактор HVPE, позволяющий осаждать слои нитридов металлов III группы, включая GaN, AlN и их твердые растворы, на подложках диаметром 2 дюйма. Реактор оборудован шестизонным резистивным нагревателем, обеспечивающим необходимый температурный диапазон в реакционной зоне.
Для эпитаксиальных процессов роста гетероструктур УФ светодиодов использовались подложки Al₂O₃ и AlN ориентации (0001). Эпитаксиальные процессы проводились при давлениях, близких к атмосферному. Аммиак NH₃, хлорид галлия GaCl и хлорид алюминия AlCl₃ использовались в качестве соединений-источников, кремний и магний – в качестве легирующих примесей. Аргон использовался в качестве несущего газа. После нитридизации поверхности подложки для уменьшения плотности проникающих дислокаций были выращены слои переходной структуры. Далее происходил рост инжекционных слоев AlGaN n-типа переменного состава. Затем осаждался активный слой AlGaN, а после него – блокирующий слой AlGaN p-типа переменного состава. Далее выращивался контактный слой GaN p-типа.

Гетероструктуры, выращенные на подложках Al₂O₃, исследованы методами XRD, SIMS, электролюминесценции. Пиковая длина волны гетероструктур УФ светодиодов составляет 360-365 нм; полуширина спектра излучения (FWHM) ~ 10 нм. Спектры электролюминесценции приведены на Рис. 1а. Профили концентраций легирующих примесей, полученные с помощью SIMS-анализа, приведены на Рис. 1b. Полуширина пика рентгеновской дифракции (FWHM) в симметричном отражении (0002) составляет менее 400 агсsес. Оптическая мощность излучения чипов соответствует образцам Fox Group, Inc. коммерческого качества. Результаты измерений гетероструктур УФ светодиодов, выращенных на подложках AlN, будут опубликованы позднее.



(a)

(b)

Рис. 1. Спектры электролюминесценции гетероструктур УФ светодиодов (λ =362 нм), выращенных на подложках Al₂O₃ (0001) в ООО «Нитридные кристаллы» и Fox Group, Inc. (a). Профили концентраций легирующих примесей (Si и Mg) для гетероструктуры УФ светодиода (λ =362 нм), полученной в ООО «Нитридные кристаллы»; профиль Al показывает местоположение слоев гетероструктуры (b).

- [1] K. A. Bulashevich, M. S. Ramm, S. Yu. Karpov. Phys. Stat. Solidi (c), 6, S804 (2009).
- [2] A. Usikov, O. Kovalenkov, V. Soukhoveev, V. Ivantsov, A. Syrkin, V. Dmitriev, A. Yu. Nikiforov,
- S. G. Sundaresan, S. J. Jeliazkov, A. V. Davydov. Phys. Stat. Solidi (c), 5, 1829 (2008).
- [3] http://www.uvleds.com/PDF/news/UVLEDarticle_CS_Dec2004_webpage_May06.pdf
- [4] E. F. Schubert. Light Emitting Diodes (New York, Cambridge University Press, 2006).

HVPE GROWTH TECHNOLOGY OF AIGaN/GaN HETEROSTRUCTURES FOR ULTRAVIOLET LEDs HAVING PEAK WAVELENGTHS OF 360-365 nm

<u>S.Yu.Kurin</u>¹*, I.S.Barash¹, A.D.Roenkov¹, M.G.Agapov¹, A.A.Antipov¹, T.Yu.Chemekova¹, H.Helava², Yu.N.Makarov¹

¹Nitride Crystals Ltd., 27 Engels Ave., 194156, St. Petersburg, Russia, *e-mail: skaphos@rambler.ru; ²Nitride Crystals Inc., 10404 Patterson Ave, Ste 108, Richmond VA 23238 USA

The UV light-emitting diodes (LEDs) based on AlGaN/GaN heterostructures with a thick AlGaN single active layer grown by HVPE are presented. The peak wavelengths are in the range of 360-365 nm with a FWHM spectral width of 10 nm. The UV LED dies afford an output power corresponding to the commercial quality UV LEDs of Fox Group, Inc.

СВЕТОДИОДЫ AlGaInN С ПРОЗРАЧНЫМ Р-КОНТАКТОМ НА ОСНОВЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК ІТО

<u>И.П. Смирнова¹</u>*, Л.К. Марков¹, А.С. Павлюченко¹, М.М. Кулагина¹, М.В. Кукушкин²

¹Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Политехническая, 26 *e-mail: irina@quantum.ioffe.ru;

²ЗАО «ИФ«ТЕТИС», 194156 Санкт-Петербург, пр. Энгельса, 27

Тонкие пленки оксида индия и олова (Indium Tin Oxide, или ITO), сочетающие свойства оптической прозрачности с хорошей электрической проводимостью, находят широкое применение в нескольких классах приборов, где необходимо подвести или снять напряжение с оптического элемента, не перекрывая при этом пути распространения света.

Несмотря на постоянный прогресс в области разработки AlGaInN светодиодов большой мощности, предназначенных для использования в качестве источников белого света, традиционные кристаллы в форме кубика с верхним полупрозрачным контактом широко применяются большинством производителей светодиодов в качестве наиболее простого и дешевого источника излучения. Как правило, в стандартных коммерческих кристаллах свет выводится через контакт, состоящий из комбинации тонких металлических слоев Ni/Au или пленок Pt, Pd. Однако неполная прозрачность контакта приводит к потерям излучения в нем, и соответственно, ведет к падению квантового выхода светодиода. Использование пленок ITO с прозрачностью, близкой к 100% в видимой области спектра, существенно увеличивает эффективность вывода света из кристалла. При этом свойства тонких пленок ITO во многом определяются режимами нанесения и последующего отжига. Следует также отметить, что поскольку оптические приборы на основе нитридов имеют значительный коммерческий потенциал, детали технологии, как правило, не сообщаются в открытых публикациях.

В предыдущих работах [1] мы обсуждали результаты экспериментов по использованию тонких пленок ITO (~1-5нм) в составе отражающего контакта к области *p*-GaN мощных синих светодиодов флип-чип конструкции. Было показано, что высокие значения работы выхода материала ITO обеспечивают возможность достижения контактного сопротивления к слоям *p*-GaN, сравнимого с сопротивлением широко распространенных контактов на основе никеля. В то же время прозрачность пленки в синей области спектра значительно увеличивает коэффициент отражения контакта. В результате, с учетом фактора многопроходности света в кристалле, внешняя квантовая эффективность светодиодов возрастала приблизительно на 15% при сравнимых значениях их электрических характеристик.

В настоящей работе была предложена технология получения пленок ITO (толщиной 100-200нм) для их применения в качестве верхнего прозрачного *p*-контакта в AlGaInN светодиодах. Также были изготовлены AlGaInN светодиоды с такими контактами и исследованы их оптические и электрические характеристики.

Следует отметить, что роль пленки ITO принципиально различна в светодиодах флип-чип конструкции и в светодиодах с верхним прозрачным контактом. Если в первом случае она должна обеспечивать лишь приемлемые значения контактного сопротивления, то во втором необходимо дополнительно получить равномерное растекание тока по всей площади активной области кристалла. С этой точки зрения необходимы более толстые пленки. В то же время, увеличение толщины пленки приводит к уменьшению ее прозрачности. Соответственно, оптимальное значение будет определяться балансом двух вышеназванных факторов.

Для нанесения пленок ITO применялся метод электронно-лучевого испарения. Для оценки прозрачности контактов, определения оптимальных толщин слоев и режимов получения пленок на стандартные покровные стекла толщиной 0,17 мм наносились слои ITO (100-200 нм). Коэффициент пропускания образцов в диапазоне длин волн 400-800нм исследовался на спектрорадиометре OL770 производства фирмы Optronic Laboratories с использованием интегральной сферы. Излучение падало на образец со стороны пленки, нормально к его поверхности. Для сравнения и оценки получаемых результатов также были изготовлены образцы с нанесенными металлическими слоями Ni(4нм)/Au(4нм) и Ni(8нм).

Оптимизация процесса получения прозрачных и проводящих слоев ITO отрабатывалась на пленках толщиной 200нм. Напыление на холодную подложку приводило к получению пленок малой прозрачности, увеличить которую наиболее эффективно можно было последующим отжигом при атмосферном давлении на воздухе, в азоте или смеси газов Ar:O₂ (1:1). Отжиг приводит к кристаллизации пленок и росту размеров кристаллитов с повышением температуры отжига [1].

Показано, что наибольшая прозрачность достигается напылением на горячую подложку с последующим напуском газов до атмосферного давления в одном процессе, сразу по завершению напыления. Эксперименты выполнялись в диапазоне температур 300- 450°C. Влияние состава газа оказалось незначительным, в то время как увеличение температуры приводило к лучшим результатам. На рис. 1 приведены кривые зависимости коэффициента пропускания света от длины волны излучения для образцов с различными режимами нанесения пленок. Видно что, максимальная прозрачность пленки соответствует режиму 450°C с напуском азота.

Для изготовления светодиодов (350х350мкм²) использовались гетероструктуры AlGaInN, выращенные методом MOCVD на сапфировых подложках с 5 квантовыми ямами In_{1-x} Ga_xN. Были изготовлены светодиоды с *p*-контактами: ITO(140нм) и Ni(4нм)/Au(4нм). В качестве *n*-контакта использовалась система Ti/Ag. Были проведены измерения оптических и электрических параметров изготовленных приборов. Сравнение вольт-амперных характеристик не выявило заметного ухудшения BAX приборов с прозрачными контактами на основе ITO. При токе 20мА прямое падение напряжения светодиодов с *p*-контактом ITO составило 3.3B, а для контакта Ni/Au U_f= 3.1B. Было получено значительное улучшение оптических параметров. Максимальная внешняя квантовая эффективность для светодиодов с *p*-контактами Ni/Au и ITO составила 11% и 25%, соответственно. Выходиая оптическая мощность возросла в 2.5 раза и составила 11.6мВт при токе 20мА (Pис. 2).



Рис. 1. Спектры пропускания исследованных образцов.

Рис. 2. Ватт-амперные характеристики светодиодов с прозрачным *p*-контактом на основе пленок ITO.

[1] Л.К.Марков, И.П.Смирнова, А.С.Павлюченко, Е.М.Аракчеева, М.М.Кулагина. ФТП **43**, 1564 (2009).

AIGaINN LEDs WITH A TRANSPARENT ITO-BASED P-CONTACT

I.P. Smirnova^{*1}, L.K. Markov¹, A.S. Pavlyuchenko¹, M.M. Kulagina¹, M.V. Kukushkin²

¹A.F. Ioffe Physico-Technical Institute, RAS, 194021 St. Petersburg *e-mail: irina@quantum.ioffe.ru ²ZAO "TETIS", 194156 St. Petersburg

In this work, we developed a fabrication technique of thin indium tin oxide (ITO) films. We studied the influence of fabrication regimes of ITO films on their optical properties. The transmission spectra of ITO films were measured. It was shown that the transparency of ITO (200nm) layers was highly influenced by the regimes of film deposition and annealing. The LEDs with ITO films as a transparent *p*-contact showed an increase in the external quantum efficiency and output optical power in 2.5 times in comparison with the standard Ni(4nm)/Au(4nm) semitransparent *p*-contact. It is also shown that the LED IVC are similar for both contacts.

ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СИЛЫ СВЕТА СВЕТОДИОДОВ НА ИХ УСРЕДНЕННУЮ СИЛУ СВЕТА

<u>С.В.Никоненко*</u>, Е.В.Луценко, А.В.Данильчик, В.А.Ждановский, А.А.Липлянин, Н.В.Ржеуцкий

Государственное научное учреждение «Институт физики им. Б.И.Степанова Национальной академии наук Беларуси». пр. Независимости, 68, 220070, Минск, Беларусь тел. +(375)172840794, *e-mail: s.nikonenko@dragon.bas-net.by

Так как универсальной геометрии измерений, применимой к большому числу типов светодиодов (СИД), не существует, то корректное сравнении их оптических характеристик является проблемой. Для разрешения этой проблемы Международная комиссия по освещению (МКО) рекомендовало характеристику излучения СИД, называемую усредненной силой света или усредненной энергетической силой света, которая определяется как сила света в стандартных условия А и В. Эти условия отличаются расстоянием между СИД до плоскости апертурной диафрагмы фотометра или радиометра: для условия А – 316 мм, для условия В – 100 мм, что соответствующие плоские углу 0,001 ср для условия А, и 0,01 ср для условия В [1], при этом соответствующие плоские углы раствора равны примерно 2° и 6,5°. Оба условия В [1], при этом хользование приемника с круговой апертурной диафрагмой площадью 100 мм² (диаметр 11,3 мм). Усредненная сила света СИД для условия МКО A (В), в канделах, можно определить по формуле:

$$I_{\text{LEDA}(B)} = E_{A(B)} \cdot l_{A(B)}^2, \qquad (1)$$

где $l_{A(B)}$ – расстояние, соответствующее стандартным условиям МКО A или B, м; $E_{A(B)}$ – освещенность, измеренная фотометром при стандартных условиях МКО A или B, лк.

Так как усредненная сила света характеризует направленное излучение СИД только в небольших телесных углах, дополнительно были проведены экспериментальные исследования пространственного распределения силы света СИД. Эксперименты проводились на созданной с учетом рекомендаций МКО гониофотометрической установке [2], позволяющей измерить как пространственное распределение интенсивности излучения СИД и СИД-осветителей, так и усредненной силы света СИД. В качестве испытуемых образцов были выбраны СИД различных производителей: №1 – LXML-PWN2, №2 – LXML-PM01, №3 – NS6W083BT, №4 – P2KW, №5 – LuxeonStar и №6 – NoName China. Основные результаты исследований представлены на рисунке 1 и в таблице 1.

№ СИД	$ar{I}_{ ext{LEDA}}$, кд	$\bar{s}_{\rm A}$ °($\bar{I}_{\rm LEDA}$),%	$I_{ m LEDB}$, кд	$\bar{s}_{ m B}$ $^{\circ}$ $\bar{I}_{ m LEDB}$) ,%	$\bar{I}_{\rm LEDA}/\bar{I}_{\rm LEDB}$
1	31,2528	0,002	32,5680	0,002	0,9596
2	3,9547	0,002	3,9476	0,003	1,0018
3	30,2539	0,004	30,5730	0,002	0,9896
4	195,3368	0,000	205,9031	0,000	0,9487
5	5,5446	0,002	5,8737	0,001	0,9440
6	5,5462	0,003	5,6260	0,004	0,9858

Таблица 1 – Средние значения ILEDA(B) и их СКО испытуемых образцов СИД

Естественно, если пространственное распределение излучения СИД имеет форму, заметно отличную от сферической, то должна наблюдаться существенная разница в измеренных значениях $I_{\text{LED A(B)}}$. Как видно из таблицы, даже при очень сильном отличии пространственного распределения от сферического (рисунок 1), значения усредненной силы света отличаются не сильно (до 6 %). Это связано в основном с тем, что в узком угловом диапазоне, определяемом условиями A или B, интенсивность излучения СИД слабо зависит от угла. Таким образом, как показывают результаты эксперимента, условия A и B не характеризуют излучение с пространственным распределением, характерным для современных СИД, применяемых в светотехнических устройствах. Введение условий A и B, по-видимому, было обусловлено тем, что в 1997 году [1] когда эти условия были впервые приняты, абсолютное большинство СИД представляло из себя 3, 5 и 10 мм пластиковые светодиоды с узкой индикатрисой силы излучения. Поэтому, для объективной характеризации оптического излучения СИД было бы необходимо провести дополнительные измерения для больших улов раствора, при которых отличия между индикатрисами силы света проявились бы более значимо. Однако такие измерения не представляются целесообразными, поскольку угловое распределение силы света более точно отражает характеристики излучения. Кроме этого, большие

расстояния от источника излучения до фотометрической головки, при определении пространственного распределения силы света СИД (около 2 м) ближе к условиям стандартной калибровки фотометров [3]. Это позволяет избежать ошибок связанных с увеличением угла падения излучения на диффузор фотометра и соответствующих спектральных погрешностей.



Рис.1. Пространственное распределение силы света СИД I_V в двух взаимоперпендикулярных плоскостях: (a) – №1; (b) – №2; (c) – №4; (d) – №5

[1] CIE 127:2007 (Vienna, CIE Central Bureau, 2007), 32 p.

[2] Никоненко С.В., Луценко Е.В., Зубелевич В.З., Ржеуцкий Н.В., Ждановский В.А., Данильчик А.В., Яблонский Г.П., Длугунович В.А. Доклады БГУИР, 9(4) 2011. (в печати)

[3] CIE 069-1987. (Vienna, CIE Central Bureau, 1987), 43 p.

INFLUENCE OF SPATIAL DISTRIBUTION OF LEDS LUMINOUS INTENSITY ON THEIR AVERAGED LUMINOUS INTENSITY

S.V.Nikanenka, E.V.Lutsenko, A.V.Danilchyk, V.A.Zhdanovskii, A.A.Liplianin, M.V.Rzheutskii

B. I. Stepanov Institute of Physics National Academy of Sciences of Belarus. Nezalezhnasci ave, 68, 220070, Minsk, Belarus. phone. +(375)172840794, e-mail: s.nikonenko@dragon.bas-net.by

Spatial distribution of luminous intensity as well as of averaged luminous intensity of LEDs was investigated. It was shown that the measured averaged luminous intensity does not present the real spatial distribution of the luminous intensity of modern LEDs. The conclusion was drawn that measurement of the angular distribution of luminous intensity in the conditions corresponding to standard calibration of photometric heads (illuminant A) characterizes most fully and precisely the optical radiation of LEDs.

МОНОЛИТНЫЙ МАЛОШУМЯЩИЙ УСИЛИТЕЛЬ Ка-ДИАПАЗОНА НА НЕМТ ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ НА ОСНОВЕ GaN

<u>Д.Л. Гнатюк</u>*, Ю.В. Федоров, М.В. Майтама, Р.Р. Галиев, С.В. Михайлович

Институт СВЧ полупроводниковой электроники РАН, Нагорный пр. д.7, корп.8/0, г. Москва, тел. +7(495)123-44-64, e-mail: isvch@isvch.ru;

На сегодняшний день в мире широкое распространение получили широкополосные системы передачи информации Ка-диапазона, позволяющие осуществлять потоковую передачу данных с высокими скоростями. Применение в таких системах малошумящих усилителей (МШУ) на узкозонных GaAs pHEMT гетероструктурах налагает необходимость использования схем защиты от скачков мощности, которые повышают коэффициент шума на входе МШУ. Использование МШУ на основе GaN-гетероструктур, имеющих существенно большие пробивные напряжения, позволяет избежать необходимости в использовании ограничителей мощности и получать значения коэффициента шума ниже, чем для GaAs PHEMT аналогов с ограничителями мощности [1].

В ИСВЧПЭ РАН был разработан малошумящий усилитель на отечественной НЕМТ гетеростркутуре AlGaN/AlN/GaN/canфир производства ЗАО «Элма-Малахит». Выполненная ранее совместная с «Элма-Малахит» работа по оптимизации данных гетероструктур позволила нам успешно реализовать проект усилителя Ка-диапазона с выходной мощностью до 300 мВт [2] и получить транзисторы с предельными частотами усиления по току и напряжению 77 и 177 ГГц соответственно [3]. На основе результатов измерений S-параметров тестовых транзисторов на частотах до 67 ГГц были построены нелинейная модель Fujii и линейная шумовая модель Поспешальского, которые использовались в дальнейших расчётах.

Схема усилителя представлена на рисунке 1. МШУ имеет три каскада. Во всех каскадах используются транзисторы с периферией затворов 4x50 мкм. В связи со сложностью травления сквозных отверстий в сапфире усилитель разработан в копланарном варианте. На рисунке 2 показан разработанный топологический проект усилителя. Размер кристалла составил 1,5x1,3 мм².





Рис. 1 – Принципиальная схема МШУ

30

Gain, dB 50

15

25

Рис. 2 - Топологический проект МШУ



Рис. 3 – Расчетный коэффициент усиления МШУ. Рис. 4 – Расчетный коэффициент шума МШУ.

35

Frequency (GHz)

40

Результаты расчёта коэффициента усиления МШУ представлены на рисунке 3. Как видно, в полосе частот шириной около 10 ГГц усилитель имеет усиление 25 дБ с высокой равномерностью. Отметим, что при этом обеспечиваются низкие значения КВС по входу и выходу, а также безусловная стабильность во всем исследованном диапазоне до 67 ГГц. Расчетный коэффициент шума, показанный на рисунке 4, принимает значения 2,5 – 3 дБ.

На основе отечественной гетероструктуры AlGaN/AlN/GaN/сапфир спроектирован малошумящий усилитель Ка-диапазона. Согласно результатам расчета усилитель характеризуется высокой равномерность коэффициента усиления 25 дБ и низким уровенем шума 2,5 – 3 дБ. В настоящее время усилитель находятся на этапе производства.

- M. Micovic et al Robust Broadband (4 GHz 16 GHz) GaN MMIC LNA, In Compound Semiconductor Integrated Circuit Symposium, 2007, pp.1 – 4.
- [2] Федоров Ю.В., Гнатюк Д.Л., Галиев Р.Р., Щербакова М.Ю., Свешников Ю.Н., Цыпленков И.Н. -Усилители мощности КВЧ диапазона на гетероструктурах AlGaN/AlN/GaN/Canфup - Материалы IX научно-технической конференции «Твердотельная электроника, сложные функциональные блоки РЭА», Звенигород 2010, стр. 44 - 46.
- [3] Федоров Ю.В., Гнатюк Д.Л., Галиев Р.Р., Щербакова М.Ю., Свешников Ю.Н., Цыпленков И.Н. Исследования влияния толщины барьерного слоя гетероструктур AlGaN/AlN/GaN/Canфир на параметры НЕМТ КВЧ диапазона - Материалы IX научно-технической конференции «Твердотельная электроника, сложные функциональные блоки РЭА», Звенигород 2010, стр. 47 -49.

Ka-BAND LNA MMIC BASED ON A GaN HEMT

<u>D.L. Gnatyuk</u>*, Yu.V. Fedorov, M.V. Maytama, R.R. Galiev, S.V. Mikhaylovich Institute of ultra-high frequency semiconductor electronics of RAS, Moscow, Nagorny prd. d.7 korp. 8/0 Tel. +7(495)123-44-64, e-mail: isvch@isvch.ru

Ka-band LNA MMIC is presented. LNA has flat calculated gain of 25 dB over 10GHz frequency range, good matching and is unconditionally stable. Calculated noise figure is 2,5 - 3 dB. Chip size is 1,5x1,3 mm². The wafer is currently under production.

МОНОЛИТНЫЙ МАЛОШУМЯЩИЙ УСИЛИТЕЛЬ ДИАПАЗОНА 4-14 ГГц НА НЕМТ ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ НА ПОДЛОЖКЕ Gan

<u>Ю.В.Федоров</u>*, Д.Л.Гнатюк, А.В. Зуев, М.В. Майтама, Р.Р. Галиев, С.В. Михайлович

Институт СВЧ полупроводниковой электроники РАН, Нагорный пр. д.7, корп.8/0, 117105, г.Москва, тел. +7(495)123-44-64, e-mail: isvch@isvch.ru

В настоящее время во входных трактах приемо-передающих систем широкое распространение получили малошумящие усилителя, изготовленные на GaAs pHEMT гетероструктурах благодаря возможности достижения низких значений коэффициента шума. Однако такие усилители используются совместно с ограничителями мощности из-за сравнительно невысоких пробивных напряжений. Реализация МШУ на более широкозонных гетероструктурах, таких как GaN, имеющих значительно более высокие пробивные напряжения, позволила бы устранить необходимость в ограничителе мощности, который неизбежно повышает коэффициент шума во входном тракте [1].

В настоящей работе сообщается о разработке коллективом ИСВЧПЭ РАН малошумящего широкополосного усилителя на HEMT гетеростркутуре AlGaN/AlN/GaN производства ЗАО «Элма-Малахит» с рабочим диапазоном 4 – 14 ГГц. Обоснование выбора гетероструктуры и технология изготовления транзисторов с грибообразными затворами длиной менее 100 нм были изложены ранее в работе [2], в результате которой были достигнуты предельные частоты усиления по току и напряжению 77 и 177 ГГц соответственно.

Было спроектировано два варианта МШУ, выполненных по двухкаскадной схеме. Основой к расчетам послужили S-параметры изготовленных ранее тестовых транзисторов 4x50 мкм. На основе результатов измерений тестовых транзисторов были построены нелинейная модель Fujii и линейная шумовая модель Поспешальского, которые были использованы для дальнейших расчётов.

Схемы обоих вариантов усилителей представлены на рисунке 1. Усилители построены на базе транзисторов с периферией 4x50 и 8x50 мкм. В одном из усилителей для повышения коэффициентов стабильности и усиления применена обратная связь. На рисунке 2 представлены разработанные топологические проекты усилителей.



Рис. 1 – Принципиальная схема МШУ 1-ого варианта (слева) и 2-ого варианта (справа).





Рис. 2 - Топология МШУ 1-ого (слева) и 2-ого варианта (справа).

На основании разработанных принципиальных схем были построены топологические проекты и произведён полный электродинамический анализ схем усилителей. Результаты расчётов коэффициента усиления представлены на рисунке 3. Для варианта 1 усиление достигает 21 дБ, для варианта 2 – 17 дБ. Оба усилителя имеют хорошее согласование как по входу, так и по выходу и являются безусловно стабильными во всём исследованном диапазоне частот до 67 ГГц. Размер кристалла первого варианта составил $1.25 \times 1.45 \text{ мm}^2$, второго – $1.8 \times 1.45 \text{ мm}^2$.



Рис. 3 – Коэффициенты усиления малошумящих усилителей.

Рис. 4 – Коэффициент шума МШУ 1-ого и 2-ого вариантов.

Расчёты шумовых характеристик усилителей производились по линейной шумовой модели Поспешальского и представлены на рисунке 4. В усилителе варианта 1 в диапазоне 4-14 ГГц коэффициент шума заключён в рамках от 1.07 до 1.85 дБ, во второй схеме уровень шума не превышает 1 дБ в диапазоне от 1 до 11 ГГц.

Первый вариант усилителя рассчитывался в попытке обеспечить одновременно высокий коэффициент усиления и низкий коэффициент шума. Второй вариант усилителя рассчитывался на минимально достижимый коэффициент шума. В итоге нам удалось в обоих вариантах в большей части рабочего диапазона получить сравнимые расчетные величины коэффициентов шума в районе 1дБ. Несмотря на то, что усилитель второго типа имеет более низкий коэффициент усиления, он обладает монотонно убывающим в сторону низких частот коэффициентом шума, что делает его потенциально привлекательным для применения в широкополосных системах или для унификации элементной базы вплоть до Х-диапазона. Усилитель первого типа может найти применение в системах, требующих высокого коэффициента усиления и менее требовательных к коэффициенту шума.

Спроектированные варианты малошумящего усилителя имеют хорошие расчетные СВЧ характеристики в рабочем диапазоне частот и низкий уровень шума. Полученные результаты находятся на уровне зарубежных аналогов [1],[3]. В настоящее время усилители находятся на этапе производства.

- M. Micovic et al Robust Broadband (4 GHz 16 GHz) GaN MMIC LNA, In Compound Semiconductor Integrated Circuit Symposium, 2007, pp.1 – 4.
- [2] Федоров Ю.В., Гнатюк Д.Л., Галиев Р.Р., Щербакова М.Ю., Свешников Ю.Н., Цыпленков И.Н. Исследования влияния толщины барьерного слоя гетероструктур AlGaN/AlN/GaN/Canфир на параметры НЕМТ КВЧ диапазона - Материалы IX научно-технической конференции «Твердотельная электроника, сложные функциональные блоки РЭА», Звенигород 2010, стр. 47-49.
- [3] A. Bettidi et al X-band GaN-HEMT LNA performance versus robustness trade-off, Microwave Conference, 2009, pp. 1792 – 1795.

4 - 14 GHz LNA MMIC ON A GaN HEMT SUBSTRATE

<u>Yu.V.Fedorov</u>*, D.L. Gnatyuk, A.V. Zuev, M.V. Maytama, R.R. Galiev, S.V. Mikhaylovich 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

Two topologies of 4 - 14 GHz GaN LNA are presented. Both amplifiers have good calculated gain, matching and are unconditionally stable. They also feature small calculated noise figure around 1 dB in the middle part of the calculated frequency band. Chip sizes are 1.25x1.45 mm² and 1.8x1.45 mm². The wafer is currently under production.

НА ПУТИ СОЗДАНИЯ УМНОГО ОСВЕЩЕНИЯ ИНТЕГРАЦИЕЙ Si/III-N СВЕТОДИОДНЫХ СТРУКТУР

В.И. Осинский¹, И.В.Масол², Н.Н. Ляхова¹, <u>П.В.Деминский ^{1,3}</u> ¹Институт Микроприборов НАН Украины. Северо-Сырецкая 3, 04136, Киев, +3(044)4347655, *e-mail: osinsky@imd.org.ua; ² Компания " Росток", ³НТУУ "КПИ", пр. Победы 37, 03056, Киев*

В данной статье представлена технология монолитной интеграции Si/A^3B^5 белого источника света. В [1,2] предлагается принцип создания белого сверхьяркого светодиода на основе гетерогенных полупроводниковых материалов и структур. Белый сверхьяркий светодиод содержит твердые материалы гетероструктур A^3B^5 инжекторов электронов и дырок, активные излучающие слои сформированные из метастабильных фаз многокомпонентных твердых соединений и градуированной структуры запрещенной зоны с квантовыми точками (Рис.1) Гетероструктуры инжекторов электронов и дырок, октиров и дырок формируются молекулярно-лучевой или МОС-гидридной эпитаксией и излучающие слой формируется лазерным или ионно-плазменным воздействием на процесс роста, последующего отжига и формирования р-л перехода который пересекает всю толщину активной области таким образом, что переход формируется планарной или другой формы.

В системе GaInN, GaNP, GaInNAs и AlGaNAs есть области существенного обеднения смешивания при реальных температурах технологического процесса. Расчеты показывают, что критическая температура для получения результата составляет немного больше тысячи градусов. Например, для получения GaNP гетеростурктуры требуется 7000К. Для четверных твердых соединений, критическая температура (Tc) выше чем для трьох-компонентных; для систем GaInAsP Tc = 1081 K, тога как для GaInP Tc = 897 K.

Из статистических данных наглядно видно что увеличение количества различных атомов увеличивает вероятность получения нанокластеров в макро и микро матричных твердых соединениях Размеры нанокластеров при некоррелированном росте возможно оценить из статистически независимых распределений атомов в решетке.

Эпитаксиальный рост реализован на наличии твердых растворов которые обладают большой шириной запрещенной зоны Eg с постепенным изменением атомного состава таким образом, что Eg уменьшается в соответствии с уменьшением энергии кванта излучения от синего до красного видимого спектра. Адаптированная запрещенная зона последовательно выращивается легированием донорными примесями, без легирования и с легированием акцепторными примесями. При этом как доноры используются Si, Mg, Se или Te. В качестве акцепторов используются Zn или Be. Активный излучающий слой формируется таким образом, что он содержит метастабильные фазы твердых соединений из которых путем использования лазерного или ионного воздействия с последующим легированием формируются квантовые ямы и точки. Они постепенно заполняют активную запрещенную зону с высокой плотностью. Рост от ионизированного источника для третей и пятой групп элементов начинается с нитрида галлия-алюминия, постепенно уменьшается концентрация алюминия и увеличивается концентрация галлия, после чего водоятся ионы и атомы индия, мышьяка и фосфора (Puc.16).

Значение и толщина p-n перехода светоизлучающих диодов определяется в зависимости от специфики белого источника света с учетом технологических параметров подготовки многослойный структур с использованием вычислительной техники для контроля процессов как эпитаксиального роста так и микроэлектронных процессов создания сложных технологических схем. Технологически, для контроля состава, разработанная в этой работе позволяет формированть большое количество светодиодов и селективных фотоприемников в одном чипе. Таким образом, белый свет синтезируется из большого числа монохроматических спектров, которые перекрываются между собой.

Белый сверхьяркий светодиод работает следующим образом. В связи с постоянным напряжением на p-n переходе, инжекция электронов и дырок реализуется в области пространственного заряда, где расположены квантовые точки. Электроны и дырки вводятся в квантовые точки где происходит их рекомбинация и излучение кванта света с энергией, соответствующей энергетическим уровням электронов и дырок. Широкий спектр белого излучения осуществляется одновременно тремя механизмами, которые влияют на непрерывность энергетического спектра передачи, независимость от различных изменений, для примера, температуры. Это стабилизирует спектр белого излучения сверхьяркого светодиода, который эффективно отличает их от известных технических решений.



Fig. 1. (а) – диаграмма смешивания цветов в светодиоде; (b) –изменение компонентов твёрдого раствора в AlGaInNPAsSb для одночипового белого светодиода; (c) – интеграция белого светодиода на основе A³B⁵ с Si MOII-транзистором; (d) –РЭМ изображение темплетного слоя: 1 - GaN. 2 –изолирующая прослойка, 3 - Si₃N₄-слой, предотвращающий рост GaN на кремниинадне поры, 4 –анодный Al₂O₃.

Современные методы планарной технологии микро- и наноструктур позволяет создавать большое количество плоских p-n переходов с различной топологией в одном чипе, что обеспечивает оптимизацию протекания электрического тока и значение выходного излучения из светодиодной структуры. Смешивание белого света в кристалле светодиода может быть реализовано включением нескольких активных слоев с различными энергиями запрещенных зон для подачи цветного света с различными длинами волн, для создания смешанного света широкого спектра излучения. В этом случае квантовые ямы активных слоев имеют различные запрещенные зоны и так же разделены барьерными слоями с различными запрещенными зонами.

- V. Osinsky, P. Oleksenko, A. Palagin, et al., The problems of integration of heteroelectronic structures with silicon integrated circuits // Tekhnologiya and konstruirovaniye v elektronnoi apparature No. 1, p. 3-17 (1999) (in Russian).
- [2]. V. Osinsky, V. Verbitsky, Yu. Mokeev et al., White superluminescent LED and the method of its production // Patent of Ukraine #56544A, 17.07.2002.
- [3]. V. Osinsky, V. Labunov, G. Gorokh, N.M. Liahova, N.O. Liahova, D. Solovey, Template layers for Si/A₃B₅ nanostructures // Elektronika i svyaz', temat. vypusk "Problemy elektroniki" No. 1-2, p. 70-75 (2008) (in Russian).

IN THE WAY OF INTELLECTUAL LIGHTING BY LED INTEGRAL SI/III-N STRUCTURES

V.I.Osinsky¹, I.V.Masol², N.N.Lyahova¹, <u>P.V.Deminsky^{L3}</u> ¹Institute of Microdevices NAS of Ukraine. Severo-Syretska str., No 3, 04136, Kyiv, +3(044)4347655, e-mail: osinsky@imd.org.ua; ²"Rostok" company, Kyiv

In this paper, we report about Si/A_3B_5 white LED source technology based on monolithic integration. In [1,2] the principle of a new superbright white LED based on heterogeneous semiconductor materials and structures is proposed.

Thus, Si/A_3B_5 white LED source technology based on monolithic integration of based on heterogeneous semiconductor materials and structures has been considered.

МЕХАНИЗМЫ РОСТА III-НИТРИДОВ В САМООРГАНИЗОВАННЫХ НАНОРЕАКТОРАХ ОКСИДА АЛЮМИНИЯ

<u>В.И.Осинский</u>¹*, И.В. Масол³, В.И. Глотов¹, Г.Г. Горох², П.В. Деминский^{1,4}, Н.Н. Ляхова.¹, В.А. Лабунов¹, Н.Ляхова⁴

¹ Институт Микроприборов НАН Украины, ул. Северо-Сырецкая 3, 04136, г. Киев тел.

+3(044)4347655, *e-mail: osinsky@imd.org.ua;

² Белорусский Государственный Университет инофрматики и радиоэлектроники

ул. П.Бровки 6, 220013 г. Минск; ³ Компания «Росток», г. Киев;

⁴ НТУУ «КПИ», пр. Победы, д. 37, 03056, г. Киев

Экспериментально получены нанослои AIN, AIN_xO_{1-x} , AI_2O_3 и показана возможность замещения атомов кислорода атомами азота при сравнительно низкой температуре и энергии ионов. Пластины кремния с нанопористыми слоями оксида алюминия выдерживались в низкоэнергетической плазме азота с энергией ~ 1-150 эВ в течении 5-10 минут при температуре 150-200°C [1]. Формирование структур AIN /AIN_xO_{1-x} происходит внутри нанопор оксида алюминия AI₂O₃ (Puc.1a).

При этом свободная энергия системы атомов оксида алюминия изменяется на величину: $\Delta E = \Delta E_1 - \Delta E_2$, где ΔE_1 – свободная энергия продуктов реакции, ΔE_2 – свободная энергия реагирующих компонентов. Внедрение ионов N⁺² вызывает диссоциацию молекул оксида алюминия и их встраивание в решетку матрицы в химически активном состоянии. Это ускоряет химические реакции на 2-3 порядка по сравнению с термической активацией. Характер и интенсивность превращения зависит от энергии падающих ионов. При эпитаксии Ш-нитридов в нанореакторах оксида алюминия образуются твердотельные нанокластеры, которые создают зародыши. В ограниченом пространстве шестигранников нанопор слои зародышей располагаются вдоль каналов (Рис.16). При дальнейшем росте идет заращивание внутренних поверхностей и всего объема нанопор, после чего выступающие на поверхность наностержни являються зародышами латерального роста бездефектных слоев на поверхности нанопористой плёнки Al_2O_3 .



Рис.1. Формирование структур AIN/AIN_xO_{1-x} в процессе бомбардировки ионами азота поверхности слоев оксида алюминия $AI_2O_3(a)$. Образование кластеров-зародышей в шестигранниках нанопор оксида алюминия (б).

Проанализированы процессы формирования элементного состава нитрида-оксида алюминия. Экспериментально установлено, что энергия активации процесса десорбции азота из поверхности равна 2,1 эВ. Энергия активации ухода азота из монослоя несколько больше, но увеличивается всего на 10-15%. Амплитуда собственных колебаний атомов N в решетке AINO A=1/Mω=2,4Å.

Оценки пробега N+ иона в Al₂O₃ дают Ru ≈ 15 Å; время взаимодействия иона с пленкой: $\Delta t \approx 10^{-14}$ с.; часть импульса, которая передается атому кислорода от иона азота составляет 0,6. При ударе иона азота атом кислорода смещается из положения равновесия на 2,4·0,6 = 1,44Å, что составляет ~ 25% от периода решетки. Это может привести к разрыву химической связи Al с кислородом (Puc.2a).

При селективном росте AlN в твердой фазе при стимулирующем действии низкоэнергетических ионов происходит образование квантоворазмерных мультимерных и двухмерных структур в системе твердых растворов AlN_xO_{1-x} . Происходит увеличение взаимной растворимости Al_2O_3 и AlN, т.е. область существования твердых растворов расширяется вплоть до замены Al_2O_3 на AlN (Рис.26).

В поверхностном слое оксида алюминия образуется слой адсорбции ионов азота и десорбции кислорода. Далее ионы азота проникают в более глубокие слои оксида алюминия и образуют твердые растворы AlN_xO_{1-x} постоянного и переменного состава.



Рис. 2. Перестройка полярной ромбоэдрической решетки Al₂O₃ в кубическую решетку AlN (a); Оже-спектры атомов кислорода, азота, алюминия. Профили BHMC пористой пленки Al₂O₃ после нитридизации (б).

Рассчитаны изменения максимальной концентрации атомов азота в наносапфире. При ионной твердофазной эпитаксии твердый раствор AlN_xO_{1-x} образуется в широком диапазоне концентраций при низких температурах. Это подтверждается также аналогичным ходом зависимостей максимальной растворимости от времени процессов эпитаксии. При ионной твердофазной эпитаксии стехиометрический состав пленки твердого раствора образуется за 3-5 минут.

Образование монослоев AlN на поверхности нанореакторов Al₂O₃ является одним из механизмов улучшения структуры и повышенной люминесценции нитрида галлия при его газофазной эпитаксии в нанопористые структуры оксида алюминия при высоких температурах [2].

Таким образом, решетка наносапфира трансформируется в решетку твердого раствора оксиданитрида алюминия и в предельном случае в решетки нитрида алюминия-галлия, нитрида галлия и нитрида галлия-индия, которые заполняют нанопоры и создают латеральные слои гетероструктур.

- [1]. Мазунов Д.О., Осинский В.И., Вербицкий В.Г., Глотов В.И. Нитридизация арсенида галлия в низкоэнергетической плазме. Материалы 6-ой Всероссийской конференции «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы, С.-Петербург, 2008, с.39.
- [2]. Polyakov A., Osinsky V., Gorokh G., Pearton S. et al. Nonpolar GaN grown on Si by hydride vapor phase epitaxy using anodired Al nanomask//Appl.Phys.Lett, 94, 022114-1-022114-3(2009).

GROWTH MECHANISM IN SELF-ORGANIZATION III-N NANOREACTORS OF ALUMINA

V.I.Osinsky¹*, V.I. Glotov¹, G.G. Goroh²

¹Institute of Microdevices NAS of Ukraine. Severo-Syretska str., No 3, 04136, Kyiv, +3(044)4347655, e-mail: osinsky@imd.org.ua; ² Belarussian State University of computer science and electronics. Brovki str., No 6, 220013, Minsk.

The AlN, AlN_xO_{1-x} , Al_2O_3 nanolayers is obtained experimentally. The possibility of substitution of oxygen atoms by nitrogen atoms at a relatively low temperature and ion energy required to break a sufficient number of chemical bonds Al-O and the incorporation of nitrogen atoms in the film with the formation of local phases AlN_xO_{1-x} and AlN in the limiting case of a lattice of aluminum nitride, gallium nitride, gallium-indium nitride, which fill the nanopores and create lateral layers of the heterostructures is shown.

ВЛИЯНИЕ СОСТАВА И ЛЕГИРОВАНИЯ AIGAN БАРЬЕРА ДЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ НА СВОЙСТВА InGaN/Gan СВЕТОДИОДОВ ЗЕЛЕНОГО ДИАПАЗОНА

<u>А.В. Сахаров^{1,2},</u> А.Е. Николаев^{1,2}, В.В. Лундин^{1,2}, С.О. Усов^{1,2}, В.С.Сизов¹, А.Ф. Цацульников^{1,2}, М.А. Яговкина¹, Д.Ю. Казанцев¹, Б.Я. Бер¹, С.Ю.Карпов³

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

тел. +7(812)2927132, e-mail: <u>val.beam@mail.ioffe.ru</u>

² НТЦ микроэлектроники РАН, Политехническая ул., 26, 194021, Санкт-Петербург

³ ООО «Группа СТР» – ООО «Софт-Импакт», пр. Энгелсьса 27, 194156 Санкт-Петербург

В течение последних двух десятилетий были созданы высокоэффективные источники света на основе нитридов III группы излучающие в видимом и ближнем УФ диапазонах. Стоит отметить, что несмотря на прогресс достигнутый в области эффективности, дизайн светодиодных структур во многом унаследован от первых светодиодов сине-фиолетового диапазона. Активная область представляет собой пассивный слой InGaN (или несколько ям InGaN, или сверхрешетка InGaN/GaN) над которым выращены одна или несколько активных квантовых ям (КЯ) InGaN. После КЯ обычно выращивается тонкий GaN барьер и AlGaN барьерный слой для электронов (electron blocking layer, EBL). Существует достаточно большое количество ранних работ в которых было показано (как теоретически, так и экспериментально), что EBL необходим для эффективной работы светодиода при больших плотностях тока [1-3] так как он препятствует утечке электронов в р-слой, хотя были позже появились работы в которых необходимость EBL ставилась под сомнение [4]. Влияние EBL на свойства длинноволновых светодиодов на основе нитридов III группы на данный момент исследовано слабо.

В данной работе было изучено влияние содержания алюминия в AlGaN EBL и его легирования на эффективность светодиодов, излучающих в желто-зеленом диапазоне спектра.

Эпитаксиальные структуры выращивались методом MOC-гидридной эпитаксии на сапфировых подложках ориентации (0001). ветодиодная структура состояла из буферного слоя GaN:Si толщиной около 4 мкм, 3 периодов пассивной сверхрешетки InGaN/GaN образованной конвертацией InGaN при прерываниях роста, низкотемпературного слоя GaN толщиной 20 нм, одной активной InGaN КЯ толщиной 3 нм, барьерного слоя GaN толщиной 5 нм, барьерного слоя для электронов (Al)GaN:Mg толщиной 12 нм и контактного слоя GaN:Mg толщиной 180 нм. Детали эпитаксиального роста подробнее описаны в [5].

Были выращены две серии структур (A1-A7 и B1-B5). В первой серии исследованных структур изменялся поток ТМА при росте EBL от 0 до 50 стандартных см³/мин при неизменном уровне легирования магнием, во второй серии изменялся уровень легирования EBL при нулевом содержании Al в EBL. Как в первой, так и во второй серии образцов наблюдалось скачкообразное изменение длины волны излучения (Pиc.1). Проведенное моделирование зонной структуры светодиода показало, что возможной причиной резкого изменения длины волны излучения при росте состава AlGaN EBL является перестройка зонной диаграммы (изменение электрического поля в слое, разделяющем КЯ и EBL), зависящая, прежде всего, от уровня р-легирования в EBL. При увеличении концентрации алюминия резко растет энергия активации магния, который является глубокой примесью, что приводит к падению концентрации дырок. Аналогичный эффект наблюдается при снижении уровня легирования EBL магнием.



Рис.1 Зависимость внешней квантовой эффективности (сплошные символы) и длины волны (открытые символы) излучения от потока ТМА (а) и от концентрации Mg в EBL (b)



Рис. 2. – Профили распределения магния и индия для образцов В5 (сплошные символы) и В1 (открытые символы) измеренные ВИМС

Исследования методом вторичной ионной масс-спектроскопии второй серии образцов показали, что концентрация магния в активной яме пропорциональна уровню легирования EBL и может отличаеться почти на порядок (рис.2) (профиль по магнию в основном определяется обратной диффузией), что может служить одним из объяснений падения эффективности излучения. Аналогичный эффект наблюдался и для синих светодиодов [6]. Можно также отметить, что быстрый рост (с одновременным увеличением EBL потоков магния и галлия) приводит к эффективности существенному падению (рис.1b. излучения эффективность светодиодов с быстрым ростом EBL обозначена звездочками) что может быть связано как с ухудшением структурного качества, так и с увеличенной диффузией магния

Таким образом, продемонстрировано что дизайн р-области светодиодов длинноволнового зеленого диапазона может оказывать существенное влияние не только на эффективность, но и на длину волны излучения при номинально идентичной активной области.

Работа проведена при поддержке грантов РФФИ, Федерального агентства по образованию, и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов».

[1] Е.Ф. Шуберт, Светодиоды, перевод под. ред. А.Э.Юновича, ФИЗМАТЛИТ 2008

[2] M. F. Schubert, S. Chhajed, J. K. Kim, E. F. Schubert, D. D. Koleske, M.H. Crawford, S. R. Lee, A. J. Fischer, G. Thaler, and M. A. Banas, Appl.Phys. Lett. 91, 231114 (2007)

[3] X. Ni, X. Li, J. Lee, S. Liu, V. Avrutin, Ü. Özgür, H. Morkoç and A. Matulionis, J. APPL. PHYS. 108, 033112 (2010)

[4] Sang-Heon Han, Dong-Yul Lee, Sang-Jun Lee, Chu-Young Cho, Min-Ki Kwon, S. P. Lee, D. Y. Noh, Dong-Joon Kim, Yong Chun Kim, and Seong-Ju Park, Appl.Phys.Lett. 94, 231123 (2009)

[5] W.V. Lundin, et al, Journal of Crystal Growth, 315 (1), 267 (2011)

[6] K. Köhler, A. Perona, M. Maier, J. Wiegert, M. Kunzer, and J. Wagner, phys. stat. sol. (a) 203(7), 1802 (2006) А.Ф.Цацульников,

INFLUENCE OF AIGaN ELECTRON BLOCKING LAYER COMPOSITION AND DOPING ON **PROPERTIES OF GREEN InGaN/GaN LEDs**

A.V. Sakharov^{1,2}, A.E. Nikolaev^{1,2}, W.V. Lundin^{1,2}, S.O. Usov^{1,2}, V.S. Sizov¹, A.F. Tsatsul'nikov^{1,2}, M.A. Yagovrina¹, D.Yu. Kazantsev¹, B.Ya. Ber¹, S.Yu.Karpov³

¹Ioffe Institute, Polytechnicheskaya ul. 26, 194021, St.Petersburg, +7(812)2927132, e-mail: val.beam@mail.ioffe.ru

² Submicron Heterostructures for Microelectronics Research & Engineering Center of RAS,

Polytechnicheskaya ul. 26, 194021, St.Petersburg

³ STR-Group – Soft-Impact, Ltd., 27 Engels ave., 194156 St. Petersburg,

The influence of the Al content and Mg doping level in electron blocking layer on the performance of InGaN light emitting diodes with an emission wavelength of 540-580 nm has been investigated. Step-like dependence of emission wavelength on the Mg doping level and Al content was found, possibly due to strong change of electric field in EBL caused by drop in activated acceptor concentration.

ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИСТОЧНИКОВ БЕЛОГО СВЕТА НА ОСНОВЕ СМЕШИВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ Alingan Светодиодов различных спектральных диапазонов

<u>С.О. Усов^{1,2}*</u>, Е.Е. Заварин^{1,2}, А.Ф. Цацульников^{1,2}, В.В. Лундин^{1,2}, А.В. Сахаров^{1,2}, А.Е. Николаев^{1,2}, М.А. Синицын¹, Н.Н. Леденцов¹

¹ Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, 194021, Санкт-Петербург, тел. +7(812)2927132, *e-mail: S.Usov@mail.ioffe.ru ² Учреждение Российской академии наук Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур РАН, Политехническая ул., 26, 194021, Санкт-Петербург

Гетероструктуры на основе системы материалов AllnGaN в настоящее время широко используются для создания высокоэффективных светодиодов, излучающих в широком диапазоне длин волн от ультрафиолетового до желто-зеленого диапазонов. Данная система материалов позволяет создавать полихромные источники белого света (RGB светодиоды), основанные на принципе смешивания излучения различных спектральных диапазонов с возможностью динамической регулировки параметров белого света [1, 2]. Управление цветовыми параметрами может быть реализовано не только в RGB светодиодах на основе отдельных чипов, но и в RGB светодиоде, содержащем монолитные дихромные чипы, активная область которых состоит из нескольких слоев InGaN. Для получения высокоэффективных RGB светодиодов на основе чипов с управляемым изменением ху-координат цветности, цветовой температуры и индекса цветопередачи необходимо определить вклады световых потоков различного цвета для обеспечения необходимой степени управления. Поэтому в данной работе проведен анализ цветовых характеристик RGB-светодиода, которые могут быть достигнуты в случае использования комбинации монолитного чипа, излучающего на длине волны 450 нм и 560 нм, соответственно, и чипа красного светодиода с длиной волны излучения 630 нм.

Для повышения внешней квантовой эффективности монолитных светодиодов был использован дизайн активной области на основе InGaN/GaN с использованием короткопериодных сверхрешеток InGaN/GaN. Описание процессов эпитаксиального выращивания, структурных и оптических свойств активной области в светодиодах синего и зеленого диапазонов на основе системы материалов AlInGaN, а также монолитного светодиода, приведено в работе [3]. Полученные в результате монолитные RGB светодиоды позволяют получать значения коррелированной цветовой температуры в интервале от 6000 до 10000 К.

Моделирование оптических характеристик RGB светодиодов проводилось с учетом изменения координат цветности от тока для синей, зеленой и красной линий излучения (рис. la) [4]. В результате проведенного моделирования оптических характеристик RGB светодиода, основанного на принципе смешивания излучения светодиодов различных спектральных диапазонов, было установлено, что для получения белого света с коррелированиюй цветовой температурой (КЦТ) 3000, 6000 и 9000 К соотношение вкладов световых потоков красного, зеленого и синего цветов должно быть 0.28:0.71:0.01, 0.15:0.81:0.04 и 0.11:0.83:0.06, соответственно. Величины токов для RGB светодиода были рассчитаны с использованием экспериментальных зависимостей световых потоков от тока отдельно для красной, а также зеленой и синей линий излучения монолитного белого чипа (рис. lb).

Показано, что добавление излучения красного светодиода к излучению монолитного дихроматического светодиода за счет смешивания их излучений позволило получить RGB светодиод белого света с коррелированными цветовыми температурами в интервале от 5000 до 7000 К.

Таким образом, проведенные расчеты оптических характеристик RGB светодиода на основе смешивания световых потоков излучения монолитного дихромного и красного светодиодов дает возможность определить значения токов каждого чипа в отдельности, что позволяет обеспечить необходимое соотношение вкладов световых потоков излучения для создания общего светового потока белого света с заданной коррелированной цветовой температурой и координатами цветности. Предполагается, что такой подход позволит создавать RGB светодиоды с целенаправленной динамической регулировкой коррелированной цветовой температурой и выходного светового потока.



(a)

(b)

Рис. 1. Цветовая диаграмма МКО 1931г. Область белого цвета расположена в центре графика. Показаны области «чистых» цветов. На диаграмму также нанесена кривая Планка. Отмечены четырехугольные области, определяющие границы допустимых отклонений коррелированной цветовой температуры от естественного белого света, в пределах которых излучение искусственных источников считается эквивалентными. (а); Зависимости световых потоков от тока для светодиодов красного, зеленого, синего диапазонов и монолитного белого светодиода, которые использовались для создания RGB светодиода. (b)

Работа проведена при поддержке грантов РФФИ, Федерального агентства по образованию, и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов». Авторы выражают благодарность ЗАО "Светлана-Оптоэлектроника" за изготовление светодиодов.

- [1] А.В. Сахаров, В.В. Лундин, Е.Е. Заварин, М.А. Синицын, А.Е. Николаев, С.О. Усов, В.С. Сизов, и др., ФТП 43(6), 841 - 846 (2009)
- [2] Ku Chin Lin, Approach for optimization of the color rendering index of light mixtures, J. Opt. Soc. Am. A, 27(7), 1510 - 1520 (2010)
- [3] А.Ф. Цацульников, В.В. Лундин, А.В. Сахаров, Е.Е. Заварин, С.О. Усов, А.Е. Николаев, и др., ФТП 44(1), 96 - 100 (2010)
- [4] А.Ф. Цацульников, В.В. Лундин, А.В. Сахаров, Е.Е. Заварин, С.О. Усов, А.Е. Николаев, и др., ФТП 44(6), 837 - 840 (2010)

OPTICAL CHATRACTERISTICS OF WHITE LIGHT SOURCES BY COLOR MIXING OF AllnGaN LIGHT-EMITTING DIODES OF DIFFERENT SPECTRAL REGIONS

<u>S.O. Usov^{1/2}</u>*, E.E. Zavarin^{1,2}, A. F. Tsatsul'nikov^{1,2}, V.V. Lundin^{1,2}, A.V. Sakharov^{1,2}, A.E. Nikolaev^{1,2}, M. A. Sinitsyn¹, N.N. Ledentsov¹

 ¹Ioffe Physico-Technical Institute of the RAS, Polytechnicheskaya ul. 26, 194021, St.Petersburg, +7(812)2927132, *e-mail: S.Usov@mail.ioffe.ru
 ² Submicron Heterostructures for Microelectronics Research & Engineering Center of RAS, Polytechnicheskaya ul. 26, 194021, St.Petersburg

The work is devoted to analysis of the optical characteristics of RGB light emitting diodes based on additive color mixing of the luminous flux of light-emitting diodes emitting in different spectral regions. To obtain such white light sources allowing to provide the correlated color temperature, xy-color coordinates, and color rendering index, the luminous flux fractions of the appropriate light-emitting diodes were calculated. It allows to obtain white light source with given white emission luminous flux with correlated color temperature in the range from 4000 to 10000 K.

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЖИМОВ РОСТА HVPE GaN И ИХ ВЛИЯНИЕ НА МЕХАНИЧЕСКИЕ НАПРЯЖЕНИЯ

<u>А.И. Цюк</u>¹, Р.И. Горбунов², В.В. Вороненков¹, Ю.С. Леликов², Ф.Е. Латышев³, А.С. Зубрилов², Н.И. Бочкарева², Ю.Т. Ребане², Ю.Г. Шретер^{2*}

¹СПбГПУ, ул. Политехническая, д. 29, 195251, Санкт-Петербург; ² ФТИ РИН им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, д. 26, 194021, Санкт-Петербург;

Тел. +7(921)9606185, * shreter@peterlink.ru;

³ НИИ Физики им. В.А. Фока, СПбГУ, ул. Ульяновская, д. 1, 198504, Санкт-Петербург;

Метод хлорид-гидридной газофазной эпитаксии (HVPE) позволяет достичь высоких скоростей роста и получать толстые эпитаксиальные слои GaN относительно низкой стоимости. Такие слои могут быть использованы в качестве подложек для дальнейшего выращивания слоев GaN высокого качества с низкой плотностью дислокаций.

При росте толстых слоев нитрида галлия существует проблема возникновения механических напряжений, из-за которых пленка изгибается и может растрескаться. Первый тип напряжений связан с рассогласованием постоянных решетки подложки и слоя. Это напряжение полностью релаксирует в тонком слое около интерфейса и не оказывает непосредственного влияния на распределение упругих напряжений при толщинах более 1 мкм [1].

Второй тип напряжений возникает при охлаждении от ростовой температуры до комнатной. Эти напряжения могут быть рассчитаны методами теории упругости [2].

Третий тип напряжений возникает в пленке в процессе роста и называется ростовым напряжением. Для III-нитридов, как правило, это растягивающее напряжение, которое может приводить к растрескиванию пленки. Несмотря на то, что об этом напряжении известно уже более 15 лет, окончательной ясности относительно его природы нет. Одна из возможных причин возникновения ростового напряжения – коалесценция зародышей [3]. На начальном этапе роста пленка не сплошная и состоит из отдельных кристаллитов. Эти кристаллиты увеличиваются размерах и в определенный момент «схлопываются», образуя сплошную напряженную пленку. В этом случае происходит выигрыш в поверхностной энергии за счет увеличения упругой.

Другая возможная причина возникновения ростового напряжения – наклон краевых дислокаций [4]. В этом случае стресс возникает из-за ненулевой компоненты краевой дислокации, лежащей в плоскости пленки.

Данная работа посвящена исследованию влияния условий роста на величину ростового напряжения в пленках нитрида галлия, полученного методом HVPE.

Все образцы были выращены в вертикальном шестиподложечном HVPE реакторе. Рост проводился на подложках сапфира диаметром 2 дюйма. Перед депозицией сапфировые подложки отжигались при температуре 1060°С в атмосфере аммиака в течении 10 минут. Далее наносился буферный слой при давлении 250 Торр и температуре 800°С в течении 3 минут. Затем реактор нагревался до температуры роста в атмосфере аммиака. После отжига буфера проводился рост при давлении 800 Торр и температурах 1040-1130°С. Скорость роста регулировалась подачей HCl в реактор в диапазоне 20-180 мкм/ч.

Мы обнаружили, что в нашей области параметров есть два режима роста GaN: режим «трещин» и режим «питов». Эти два режима отличаются друг от друга дефектами, возникающими в процессе роста и величиной растягивающего напряжения. Пленки, выращенные в режиме питов, обладают шероховатой поверхностью, которая состоит из террас и V-образных дефектов (питов). Обычно, в этих пленках не содержится трещин. Величина ростового напряжения в таких пленках составляет величины порядка 120-170 МПа.

Пленки, выращенные в режиме трещин, обладают гладкой поверхностью, на которой присутствуют шестигранные пирамиды. Как правило, такие пленки содержат трещины, которые не выходят на поверхность [5]. Величина ростового напряжения в таких пленках обычно составляет 250-400 МПа.

Режим, в котором будет расти пленка, определяется ростовыми параметрами - в первую очередь, температурой и скоростью роста. Для перехода из режима трещин в режим питов необходимо понизить температуру и повысить скорость роста. Для изучения перехода между двумя режимами была выращена пленка при высокой скорости роста на температурном градиенте. На рис. 1 показана фотография этой пленки, приблизительный температурный градиент при росте, а так же три микрофотографии, сделанные последовательно вдоль температурного градиента. На пленке видно две области, выросшие в различных режимах. Пограничная область довольно узкая. Можно сделать вывод, что переход между двумя стадиями происходит скачком, при малом изменении температуры. Выращивая пленку в две стадии, сначала в режиме питов, а потом в режиме трещин, можно получить слой без трещин и с гладкой поверхностью.



Рис. 1. Фотография пленки нитрида галлия толщиной 40 мкм, выращенной на градиенте температур. Видно наличие двух областей, выращенных в разных режимах.

- Etzkorn, PhD thesis, "Cracking of GaN films Grown by Hydride Vapor Phase Epitaxy", University of California, Santa-Barbara, 2005.
- [2] Paskova, Becker, Bottcher et. al. Effect of sapphire-substrate thickness on the curvature of thick GaN films grown by hydride vapor phase epitaxy. Journ. of Appl. Phys., 102, 123507, (2007).
- [3] Nix and Clemens. Crystallite coalescence a mechanism for intrinsic tensile stresses in thin films. Journ. of Mat. Res., 14, 3467, (1999).
- [4] Romanov and Speck. Stress relaxation in mismatched layers due to threading dislocation inclination. Appl. Phys. Lett., 83, 2569, (2003).
- [5] Горбунов, Бочкарева и др., Тез. Докладов 7-ой Всероссийской конф. «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы» (Москва, МГУ, 1-3 фев. 2010) с. 135.

THE STUDY OF GROWTH MODES AND THEIR INFLUENCE ON STRESS IN HVPE GaN FILMS

<u>A.I. Tsyuk¹</u>, R.I. Gorbunov², V.V. Voronenkov¹, Y.S. Lelikov², F.E. Latyshev³, A.S. Zubrilov², N.I. Bochkareva², Y.T.Rebane², Y.G. Shreter^{2*}

¹St.-Petersburg State Polytechnical University, Polytechnicheskaya st., 29, 195251, St. Petersburg ²A.F.Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Polytechnicheskaya st., 26, 19121, 2012, 20

194021, St. Petersburg, phone +7 (921)9606185, e-mail: shreter@peterlink.ru;

³V.F.Fock Institute of Physics St.Petersburg State University, Ulianovskaya st., 1, 198504, St. Petersburg

The effect of growth parameters on stress in thick GaN films grown on sapphire by HVPE method was investigated. We have found two modes of growth with different growth stress. Films grown in one mode have rough surfaces and low stress. The second mode leads to smooth surfaces but the films contain many cracks due to high growth stress. A combination of these modes allows growth of films without cracks and with smooth surfaces.

ГАЗОФАЗНАЯ ЭПИТАКСИЯ ПОЛУПОЛЯРНЫХ GaN/AIN/Si(100) И НЕПОЛЯРНЫХ AIN/3C-SiC/Si(100) СТРУКТУР

В.Н.Бессолов¹, Ю.В.Жиляев¹, Е.В.Коненкова¹, , В.Н.Пантелеев¹, Н.К.Полетаев¹, С.Н.Родин¹, <u>Ш.Шарофидинов¹</u>, М.П.Щеглов¹, С.А.Кукушкин²

¹ Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, Политехническая, 26,194021, Санкт-Петербург

Ten.: +7(812)2927344, e-mail: bes@triat.ioffe.rssi.ru;

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

Санкт Петербург;

Введение. Широкозонные III-нитридные полупроводники (AlN, GaN) являются перспективными материалами для создания приборов УФ-оптоэлектроники, мощной, высокочастотной и биосенсорной электроники. Полупроводники III-нитридов с вюрцитной структурой кристалла, как правило, обладают значительным внутренним электронческим полем изза пьезоэлектрической и спонтанной поляризации электронов. Эти поля играют отрицательную роль в работе некоторых приборов. Поэтому сохраняется интерес к созданию и изучению свойств неполярных широкозонных III-нитридных слоев. В последнее время появились работы, посвящены эпитаксии неполярных слоев GaN на маскированной подложке Si(100) методом HVPE [1].

<u>Задачи исследования</u> – изучались структурные и фотолюминесцентные свойства слоев GaN и структурные свойства слоев AIN, выращенных на Si(100) подложке методом HVPE.

Методика роста - эпитаксиальное выращивание AlN слоев (1-5 мкм) осуществлялось при T=950-1080°C, на подложках Si(100) или на структуре SiC/Si(100) – "template" предварительно сформированной по технологии, опубликованной в работе [2]. Подложка либо "template" вращались в потоке водорода с частотой ~60 об./мин. При эпитаксии GaN вначале формировался тонкий (< 100 нм) буферный слой AlN, а затем - основной слой GaN (1-5 мкм) при T=100-1050°C,

Экспериментальные результаты.

AlN/Si(100) и AlN/SiC/Si(100) структуры

Обнаружено, что в методе HVPE при формировании кристаллической структуры слоя существует некоторая температура эпитаксии $T_c \sim 950^{0}$ С, выше которой слои AlN имеют гексагональную структуру кристалла (h-AlN) при росте как на подложке Si(100), так и на "template" а при $T < T_c$ – кубическую (c-AlN) при росте на "template" (puc.la) и поликристаллическую при росте на подложке Si(100). Ренгенодифракционные измерения AlN слоев показали, что величина FWHM кривых для брэгговского рефлекса (002) вюрцитной структуры (h-AlN) – 60 arcmin.

GaN/AlN/Si(100) структуры

Показано, что методом HVPE в диапазоне температур 900-1050 С в зависимости от ориентации подложки Si(100) формируется эпитаксиальный слой GaN с гексагональной кристаллической структурой с FWHM кривых брэгговского рефлекса (0002)- ω_{θ} для лучших слоев 35 arcmin, либо с гексагональной структурой с наклоном плоскостей к поверхности подложки ~ 20 град, который имеет рефлекс GaN (1012) с ω_{θ} для брэгговского рефлекса (1012) 30 arcmin (полуполярный нитрид галлия).

Фотолюминесценция слоев GaN, выращенных на подложке Si(100) показала, что положение максимумов в спектрах люминесценции для GaN(0002) и GaN(1012) совпадают и отличаются только величинами интенсивностей.

<u>Выводы</u>. Итак, экспериментально реализован новый подход к созданию методом хлоридной газофазной эпитаксии на Si(100)

- слоев неполярного нитрида алюминия с кубической кристаллической структурой с-AlN толщиной 2 мкм с ω_θ = 60 arcmin.

- слоев полуполярного нитрида галлия - GaN(1012) толщиной 2 мкм с ω_{θ} =30 arcmin.

- слоев полярного нитрида галлия – GaN(0002) толщиной 1- 5 мкм с ω_{θ} =30 arcmin

[1]A.Y.Polyakov et.al., Appl.Phys.Lett., 94, 022114 (2009)

[2] S.A.Kukushkin et al, Physics of the Solid State, 50, 1238 (2008).



Рис.1. SEM изображение скола (a,c) и поверхности (b,d) полуполярного h-AlN и неполярного с-AlN слоя.

HYDRIDE VAPOR PHASE EPITAXY OF NONPOLAR AIN/3C-SiC/Si(100) AND SEMIPOLAR GaN/AIN/Si(100) STRUCTURES.

 V.N.Bessolov¹, Yu.V.Zhilyaev¹, E.V.Konenkova¹, V.N.Panteleev¹, N.K.Poletaev¹, S.N.Rodin¹, <u>Sh.Sharofidinov</u>¹, M.P. Shcheglov¹, S.A.Kukushkin².

 ¹ A.F.Ioffe Physico-Technical Institute, RAS, Politekhnicheskaya, 26, 194021, St.Petersburg phone.: +7(812)2927344, e-mail: bes@triat.ioffe.rssi.ru;
 ² Institute of Problems of Mechanical Engineering, RAS

It has been developed new approach to the creation by HVPE method on Si(100): -of the layers of nonpolar AlN with cubic crystalline structure c-AlN with thickness 2 mkm with $\omega_{\theta} = 60$

arcmin:

-of the layers of semipolar GaN (1012) with thickness 2 mkm with ω_{θ} =30 arcmin;

-of the layers of polar GaN(0002) with thickness 1-5 mkm with ω_{θ} =30 arcmin.

ВОЛНОВОДНЫЕ СВОЙСТВА ЭПИТАКСИАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ GaN/InGaN НА ПОДЛОЖКЕ ИЗ САПФИРА

<u>В.В. Шербина^{1*}</u>, С.М. Шандаров¹, М.В. Бородин¹, С.А. Смычков¹, Д.О. Анисимов¹, Л.Я. Серебренников¹, А.В. Хан²

¹Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники. Пр. Ленина, 40, 634050, г. Томск, тел. +7(3822) 413887, e-mail: <u>vesta-87@mail.ru;</u> ²ОАО «НИИ полупроводниковых приборов». Ул. Красноармейская, 99a, 634034, г. Томск

Структуры на основе GaN, выращенные на подложках из сапфира, привлекают внимание не только в качестве базовых для создания традиционных оптоэлектронных и светодиодных применений, но и для реализации на их основе устройств и элементов интегральной оптики различного назначения [1-3]. В настоящем сообщении представлены результаты исследования оптических свойств, в том числе и нелинейных, при возбуждении волноводных мод в планарной структуре GaN/InGaN, выращенной на сапфировой подложке с толщиной 470 мкм и исходно предназначенной для производства синих светодиодов.

Для исследования характеристик планарных структур GaN/InGaN на сапфире производились оптические измерения спектра эффективных показателей преломления волноводных ТЕ и ТМ мод и показателя преломления подложки методом призменного ввода-вывода излучения. Ввод и вывод излучения осуществлялся призмами связи из фосфида галлия или рутила; определение углов ввода проводились на специализированной установке с точностью измерения, составляющей ±1 угловую минуту. Измерения проводились с использованием как Не-Ne лазера с мощностью ~ 1 мВт и длиной волны 632.8 нм, так и импульсных и непрерывных твердотельных лазеров с длинами волн $\lambda = 526.5, 532$ и 1053 нм. Возбуждение соответствующей волноводной моды на длинах волн из видимого диапазона фиксировалось по максимуму интенсивности ее т-линии, выводимой из волновода выходной призмой связи. В этих экспериментах было зафиксировано возбуждение в волноводе девятнадцати ТЕ мод на длине волны 632.8 нм, пятнадцати ТМ мод на длине волны 526.5 нм и двадцати ТЕ мод на длине волны 532 нм. Следует отметить, что фактическое число поддерживаемых волноводных мод во всех случаях было больше, что подтверждается проведенным численным моделированием. Однако технические ограничения, накладываемые конструкцией измерительной установки и используемыми призмами ввода-вывода излучения, не позволили с достаточной точностью измерить эффективные показатели преломления для всего спектра волноводных мод исследуемой структуры. Возбуждение волноводных мод излучением из ближнего ИК диапазона ($\lambda = 1053$ нм) визуально фиксировалось по излучению второй гармоники, генерируемой в волноводе.

Для расчета профиля показателя преломления планарной волноводной структуры использовался ВКБ-метод [4], модифицированный с целью учета зависимости фазового сдвига при отражении от границы волновода с покровной средой от номера моды, и показатели преломления сапфира для рассматриваемых длин волн из [1]. Проведенный численный анализ показал, что профиль показателя преломления исследованной структуры хорошо аппроксимируется функцией $n(z)=n_s+(\Delta n/2)[1-th](z-h)/d]]$, где n_s – показатель преломления сапфировой подложки, Δn – разность между показателем преломления основного слоя структуры GaN/InGaN и n_s , параметр d характеризует толщину переходного слоя между подложкой и этим основным слоем, параметр h соответствует глубине локализации середины переходного слоя, отсчитываемой от границы с покровной средой. Согласно численной модели на длине волны 1053 нм упомянутые параметры имеют следующие значения $n_s = 1.74705$, $\Delta n = 0.585$, h = 4.5 мкм и d = 340 нм (Puc.1a).

Достаточно большое значение нелинейного коэффициента d_{33} [5] позволяет получить в нитриде галлия генерацию второй гармоники вследствие *eee* – взаимодействия. Нами экспериментально получена волноводная генерация второй гармоники для накачки с длиной волны 1053 нм. Использовалось излучение с длительностью импульса 10 нс и энергией 200 мкДж, которое с помощью призмы ввода из фосфида галлия возбуждало в исследуемой структуре волноводные TM моды. Излучение второй гармоники с длиной волны 526.5 нм выводилось из структуры через призму из рутила в виде набора *m*-линий и наблюдалось визуально. Наибольшая интенсивность воторой гармоники получена для накачки, возбуждаемой в виде волноводной TM₄. При этом визуально наблюдалась генерация большого количества TM мод на длине волны 526.5 нм, с максимальной интенсивностью для моды TM₁₀. Однако интенсивность излучения второй гармоники боль TBГ.



Рис.1. Профиль показателя преломления и эффективные показатели преломления волновода (a); фотография трека светового пучка в волноводе (b).

Работа выполнена при поддержке программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2010 годы)», ФЦП (гос. контракт № 02.740.11.0553) и комплексного проекта «Разработка высокоэффективных и надежных полупроводниковых источников света и светотехнических устройств и организация их серийного производства», выполняемого по постановлению Правительства РФ № 218.

- [1] H.Y. Zhang, X.H. He, Y.H. Shih, M. Shurman, Z.C. Feng, R.A. Stall. Opt. Lett., 21 (19), 1529 (1996).
- [2] A. Rosenberg, M.W. Carter, J.A. Casey, et al. Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies, 2006. OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2006), paper CTuAA6.
- [3] R. Das, K. Thyagarajan. Opt. Lett. 32 (21), 3128 (2007).
- [4] Волноводная оптоэлектроника / под. ред. Т. Тамира. (М.: Мир, 1991) с.87.
- [5] J. Miragliotta, D.K. Wickenden, T.J. Kistenmacher, W.A. Bryden. J. Opt. Soc. B, 10 (8), 1447 (1993).

WAVEGUIDE CHARACTERISTICS OF EPITAXIAL STRUCTURE GaN/InGaN ON SAPPHIRE SUBSTRATE

<u>V.V. Shcherbina¹</u>, S.M. Shandarov¹, M.V. Borodin¹, S.A. Smychkov¹, D.O. Anisimov¹, L.Ya. Serebrennikov¹, A.V. Khan²

¹Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics, Lenin Avenue, 40, 634050, Tomsk, phone +7(3822) 413887, e-mail: <u>vesta-87@mail.ru</u>;

² JSC «Research Institute of Semiconductor Devices». Krasnoarmeiskaya street, 99a, 634034. Tomsk

034034, 10msk

GaN based structures are attractive for traditional optoelectronic applications as well as for integrated optics. Hereby we present results of optical investigations of GaN/InGaN epitaxial structures grown on sapphire substrates. Waveguide properties are investigated, including nonlinear effect of second harmonic generation. We have observed waveguide modes at different wavelengths, from 20 TE modes at 532 nm to 6 TM modes at 1053 nm. Numerical modeling allows us to estimate waveguide parameters as follows: refractive index delta about 0.58, guiding layer depth about 4.5 μ m. The second harmonic generation due to *eee*-synchronism is available for this sample being induced by TM waveguide modes at wavelength of 1053 nm.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ГЛУБОКИЕ ЦЕНТРЫ В ОБЪЁМНОМ НИТРИДЕ ГАЛЛИЯ, ВЫРАЩЕННОМ МЕТОДОМ НУРЕ

<u>Н.Б. Смирнов¹</u>*, А.В. Говорков¹, А.Я. Поляков¹, Е.А. Кожухова¹, S.J, Pearton²

¹ОАО «Гиредмет», Б.Толмачевский пер.,5, 119017, Москва, *e-mail: nbsmirnov@gmail.com;

² University of Florida, Gainesville, USA

В работе изучены электрические и люминесцентные характеристики и спектры глубоких центров в толстых объёмных кристаллах n-GaN, полученных методом HVPE (образцы выращены в Кута, Inc. ,США). Концентрация электронов в таких образцах была в диапазоне (0.6-4) 10¹⁶ см⁻³ при подвижности 1000-1200 см²В⁻¹с⁻¹. Плотность дислокаций, измеренная как плотность тёмных точек в картинах наведённого тока (НТ) и микрокатодолюминесценции (МКЛ), была близка к 107 см⁻². Измерение концентрации нескомпенсированных доноров из вольт-фарадных характеристик (ВФХ) дало значения, близкие к результатам измерений методом Ван-дер-Пау для всех образцов, кроме одного. Для этого последнего ВФХ концентрация была очень низкой, около 10¹³ см⁻³, что, повилимому, свилетельствует о неоднородности концентрации доноров в направлении вырашивания в этом образце. Концентрация глубоких электронных ловушек, измеренная методом РСГУ с электрической инжекцией, была очень низкой. В спектрах дырочных ловушек (Рис.1), полученных методом РСГУ с оптической инжекцией (ОРСГУ), преобладали ловушки с энергией ионизации около 1.2 эВ и 0.87 эВ, отсутствующие в обычных образцах эпитаксиального n-GaN, полученных методами MOCVD и MBE. Помимо этих двух главных ловушек наблюдались также ловушки с энергией ионизации 0.6 эВ, 0.75 эВ, а в отдельных образцах и другие ловушки с энергией ионизации 0.8 эВ. Для всех дырочных ловушек были изучены влияние уровня инжекции и длины волны возбуждающего света на амплитуду пика ОРСГУ. Насыщение сигнала ОРСГУ при высоких уровнях инжекции позволило корректно определить концентрации центров. Порог оптического возбуждения для главных ловушек 1.2 эВ был близок к 2.3 эВ (см. вставку на Рис. 1б), а пики остальных ловушек наблюдались только при возбуждении собственным светом.



Рис.1. Спектр ОРСГУ объемного нитрида галлия, выращенного методом HVPE. Ловушки 0.6÷0.9 эВ (а); ловушки 1.2 эВ. На вставке показана зависимость амплитуды пика ОРСГУ от энергии фотона возбуждающего света. (b)

В спектрах МКЛ при комнатной температуре в дефектной области спектра наблюдались жёлтая (2.3 эВ), зелёная (2.5 эВ) и красная (1.9 эВ) полосы люминесценции, обычные для высококачественных толстых образцов HVPE, но не плёнок, полученных методом MOCVD или MBE (в двух последних зелёная полоса люминесценции обычно не наблюдается). Понижение температуры до 90К приводило к заметному гашению интенсивности зелёной полосы. Отмечается, что энергии переходов в дефектной области спектров МКЛ хорошо согласуются с измеренными в ОРСГУ энергиями активации дырочных ловушек.

Часть изученных образцов была облучена реакторными нейтронами дозами 1.5·10¹⁶ см⁻² и 3.5·10¹⁶ см⁻². После облучения первой дозой мы наблюдали некоторое уменьшение концентрации доноров и возрастание концентрации глубоких уровней, в особенности, дырочных ловушек 1.2 эВ. Дальнейшее облучение нейтронами (а также большой дозой (5·10¹⁶ см⁻²) 10 МэВ-ных электронов) привело к сильному возрастанию сопротивления (уровень Ферми закреплён возле E_c-(0.8-1 эВ)).

Работа выполнена при поддержке МНТЦ (грант № 3870) и РФФИ (грант № 11-02-00718).

ELECTRICAL PROPERTIES AND DEEP TRAPS SPECTRA IN BULK HVPE n-GaN

<u>N.B. Smirnov¹</u>*, A.V. Govorkov¹, A.Y. Polyakov¹, E.A. Kozhukhova¹, S.J. Pearton²

¹ Institue of Rare Metals, B.Tolmachevsky, 5, 119017, Moscow, e-mail: nbsmirnov@gmail.com; ² University of Florida, Gainesville, USA

Electrical properties and deep traps spectra were studied in bulk HVPE n-GaN. The studied crystals showed relatively low electron concentration of $(0.6-4)\cdot10^{16}$ cm⁻³, high mobility over 1000 cm²/Vs and low dislocation density $\sim 10^7$ cm⁻² as determined by EBIC and MCL imaging. One of the samples had a low electron concentration of 10^{13} cm⁻³ in the top 10-15µm of the crystal. The concentration of electron traps in these samples was extremely low as determined by DLTS. Hole traps spectra in ODLTS were dominated by 1.2 eV hole traps (Fig.1) with also a significant contribution from 0.8 eV hole traps. Other hole traps observed had the ionization energy of 0.7 and 0.6 eV and, in some samples, 0.87 eV. None of these traps was detected in a large group of MOCVD, ELOG and MBE films studied previously. The optical threshold of the 1.2 eV traps was found to be close to 2.3 eV. Neutron irradiation increased the concentration of these and other traps. The work was supported by grants from ISTC (grant #3870) and RFBR (grant # 11-02-00718).

ВЛИЯНИЕ НАНОЧАСТИЦ, ТОНКИХ СЛОЕВ Au, EuqPc, Eu НА ФОРМИРОВАНИЕ СПЕКТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ СТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ НА ОСНОВЕ InGaN/GaN

М.М.Мездрогина¹, М.В.Еременко², <u>С.М.Голубенко²</u>, Е.С.Москаленко¹ ¹ФТИ им.А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, ул.Политехническая, 26, Россия*

²СГПТУ, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29, Россия e-mail: <u>margaret.m@mail.ioffe.ru</u>

В настоящее время рассматривается несколько механизмов увеличения эффективности LED на основе III- нитридов при нанесении наночастиц, слоев благородных металлов :Ag, Au, Pt.

В данной работе исследовано влияние наночастиц, слоев Au, Eu, фталоцианинов (EuqPc) на формирование спектров излучения пленок n-GaN, структур p-GaN/n-GaN выращенных методом MOCVD на подложках из сапфира, а также структур с MQW, представляющих собой набор из пяти квантовых ям GaN/In $_{\rm X}$ Ga $_{1-{\rm X}}$ N (0.1<x<0.4).

Известно, что положение максимума длины волны излучения (λ_{MAX}) в структурах с MQW на основе InGaN/GaN определяется концентрацией In.

Для обнаружения наночастиц были измеряны спектры пропускания исходных структур, с нанесенными пленками и наночастицами Au., а также с помощью AFM..Наличие наночастиц РЗИ в структурах InGaN/GaN обнаружено по присутствию линий, характерных для излучения внутрицентровых 4f переходов Er,Eu.

Исследовано влияние наночастиц и слоев Au на вид спектров ФЛ пленок n-GaN с концентрацией носителей 4^x10¹⁸ см⁻³: интенсивность излучения -I, величину ширины на полувысоте - FWHM, длину волны при максимальном излучении - λ_{MAX} . В спектрах ФЛ n-GaN не обнаружено изменений после нанесения наночастиц, пленок Au:. величины I, FWHM , λ_{MAX} практически не меняются.

Исследовано влияние нанесения наночастиц, тонких пленок Au на спектры ФЛ p-GaN/n-GaN. По сравнению с влиянием нанесения наночастиц, пленок Au на слой n-GaN наличие p-слоя в структурах p-GaN/n-GaN также не привело к существенным изменениям вида спектра ФЛ: незначительно увеличилась величина I, положение λ_{MAX} практически не изменилось.

В отличие от вышеизложенного в структурах с MQW на основе InGaN/GaN обнаружено существенное влияние нанесения наночастиц, слоев Au, EuqPc, Eu на вид спектров ФЛ. Показано, что положение λ_{MAX} , т.е. концентрация In в структурах с MQW на основе InGaN/GaN, определяет изменения параметров спектра ФЛ после нанесения наночастиц, пленок Au: I, FWHM, величину сдвига - $\Delta\lambda_{MAX}$.

Исследование влияния наночастиц и пленок Au на вид морфологии поверхности с помощью AFM позволяет оценить размеры частиц-d: 10nm<d<20 nm. Ранее было показано, что усиление излучения реализуется около больших кластеров или их скоплений, в то время как уменьшение интенсивности излучения наблюдается при размерах частиц менее 5<d<10 nm. Согласно данным AFM влияние наночастиц по сравнению с влиянием пленок Au сводится к появлению более развитой морфологии, с большими изменениями высоты неоднородностей, что приводит к увеличению интенсивности излучения структур вследствие многократного рассеяния света неоднородностями.

При варьировании положения λ_{MAX} в структурах можно предположить, что отличия в характере и величине сдвига пика λ_{MAX} при практически одинаковых толщинах пленок, размерах наночастиц Au связаны с различием в формировании структур, с различной концентрацией In,с различным профилем потенциального барьера между барьерным слоем n-GaN и слоями InGaN, формирующими квантовые ямы.

При существенном увеличении величины λ_{MAX} влияние нанесения слоев и наночастиц Au приводит к изменениям вида спектра ΦЛ структур не только в длинноволновой, но и в коротковолновой области спектра.

В отличие от частиц и пленок Au пленки фталоцианина европия (EuqPc) имели на несколько порядков меньшую величину концентрации носителей, т.е. меньшую величину проводимости. Известно, что, как правило, фталоцианины обладают дырочным типом проводимости, что дает основание для рассмотрения другого механизма взаимодействия органической пленки и поверхности структуры, в частности, диполь дипольного механизма.

Исследовано влияние толщины пленок фталоцианина европия EuqPc на формирование спектра ФЛ структуры InGaN/GaN. Показано, что толщина нанесенной пленки определяет характер изменений вида спектра ФЛ структуры.

В случае нанесения пленки с толщиной d<0,1µm наблюдается увеличение интенсивности излучения I (в семь раз), спектр имеет два пика излучения характерного для структур с MQW на

основе InGaN/GaN: λ_{MAX} =440nm (как и в исходной структуре), вторые два пика с интенсивностью сопоставимой с интенсивностью излучения с λ_{MAX} =440nm характерны для барьерного слоя n-GaN,с λ_{MAX} =375,5 nm; 384,4nm.

Влияние полупроводниковой подложки было исследовано ранее, (подложка GaAs) на оптические свойства фталоцианинов меди (CuPc). Показано, что ориентация молекулы по отношению к поверхности подложки определяется кристаллическим полем полупроводника в том случае, если толщина пленки d<0,1µm. Таким образом, толщина пленки органического полупроводника), нанесенного на поверхность неорганического полупроводника определяет влияние пленки на вид спектра ФЛ структуры GaN/InGaN.

Исследовалось влияние нанесения пленок и наночастиц РЗИ: Еu, Ег на формирование спектров ФЛ структур InGaN/GaN. Изменение вида спектров ФЛ структур при нанесении пленок Eu,Er подобно изменению вида спектров ФЛ при легировании исследуемых структур РЗИ. Наиболее интересен тот факт, что на спектрах ФЛ видны линии излучения с λ =533,3 nm, что характерно для внутрицентровых f-f переходов Eu в случае нанесения пленки EuqPc, а также линия излучения с той же величиной с λ =533,3 nm при нанесении наночастиц Eu. Аналогичный результат наблюдался также в случае нанесения наночастиц Er, в спектре ФЛ наблюдалась линия излучения, характерная для внутрицентровых f-f переходов Er. Интенсивность излучения этих линий мала, поскольку мала концентрация РЗИ. Ранее было показано, что вид спектров излучения структур InGaN/GaN определяется неоднородным пространственно-энергетическим распределением неравновесных носителей, обусловленным различием пространственного распределения и типом структурных неоднородностей, эффективным электрическим полем и процессами переноса возбуждения, как к излучающим состояниям, так и от них к диссипативной системе.

На основании результатов, полученных в данной работе, показано, что влияние локализованных плазмонов на генерацию носителей определяется размерами наночастиц Au при реализации механизма взаимодействия с поверхностными состояниям. Также можно предположить, что наночастицы Au, меняя зарядовое состояние центров безызлучательной рекомбинации вследствие наличия дополнительной концентрации электронов, уменьшают плотность поверхностных состояний, что приводит к увеличению интенсивности излучения.

В отличие от частиц и слоев Au пленки EuqPc имели на несколько порядков меньшую величину концентрации носителей, т.е. меньшую величину проводимости. Известно, что, как правило, фталоцианины обладают дырочным типом проводимости, это дает основание для рассмотрения другого механизма взаимодействия пленки и поверхности структуры, в частности, дипольдипольного механизма. Таким образом, влияние наночастиц, тонких пленок EuqPc на формирование спектров ФЛ структур GaN/InGaN обусловлено, по всей вероятности, существенным изменением профиля поверхностного потенциального барьера вследствие взаимодействия центрального иона – Еu фталоцианина с центрами безызлучательной рекомбинации, в уменьшении концентрации этих центров. Центральный ион фталоцианина – Eu является геттером, что было показано ранее на примере влияния легирования РЗИ на формирование спектров излучения структур с MQW на основе GaN/InGaN.

Исследование влияния центрального иона – Еи в виде наночастиц на вид спектров ФЛ исследуемых структур дает основание предположить, что центральный ион, играя основную роль в формировании спектров ФЛ в случае нанесения пленок EuqPc, определяет механизм генерации носителей на границе раздела неорганический - органический полупроводник.

THE EFFECT OF NANOPARTICLES, THIN FILMS OF Au,EuqPc,Eu ON THE LUMINESCENCE SPECTRA OF QUANTUM WELLS STRUCTURE ON THE BASE InGaN/GaN

*M.M.Mezdrogina¹**, *M.V.Eremenko²*, *S.M.Golubenko²*, *E.S.Moskalenko¹* ¹A. F. Ioffe Physico-Technical Institute, RAS, 194021 St. Petersburg Politekhnicheskaya 26 ²SPbSTU, St. Petersburg, Politekhnicheskaya 29

It was found the effect of nanoparticles depends on the sizes oits under realization of mechanism of the interaction with surface plasmons in the these structures. The effect of nanoparticles Au in compare with Au thin films on the photoluminescence spectra investigated structures depends on the concentration of In in InGaN/GaN structures. The effect of Euqpc thin films on the spectra luminescence was similar the doping effect of Eu in InGaN/GaN structures. Nanoparticles of RE were detected due to observation the lines of luminescence 4f intracental Eu, Er transitions.

ВЛИЯНИЕ ИЗОТРОПНОГО ДАВЛЕНИЯ И УПРУГИХ АНИЗТРОПНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ НА СТРУКТРНЫЕ ПАРАМЕТРЫ РЕШЕТКИ И ЗОННЫЕ СПЕКТРЫ НИТРИДОВ

<u>В.Н. Брудный</u>¹*, А.В. Кособуцкий², Н.Г. Колин³, А.В. Корулин³ ¹Томский государственный университет. Пр. Ленина 36, 634050, Томск, тел. +7(3822)423493, *e-mail: <u>brudnyi@mail.tsu.ru;</u> ² Кемеровский государственный университет. Ул. Красная 6, 650043, Кемерово ³ НИФХИ им. Л.Я. Карпова. Киевское шоссе 109, 249033, Обнинск;

Использование нитридов (Al,Ga,In)-N в опто- и микроэлектронике в виде эпитаксиальных пленок на инородных подложках – Al_2O_3 , SiC, Si и т.п., приводит к появлению упругих напряжений в структурах, что изменяет параметры решетки нитридов, их электронные спектры и отражается на характеристиках приборов. Поэтому исследование влияния упругих напряжений на структурные и электронные параметры нитридов (Al,Ga,In)-N представляет значительный интерес.

Исследованию влияния упругих деформаций, прежде всего гидростатического сжатия, на свойства соединений (Al,Ga,In)-N посвящено значительное число работ, однако полученные расчетные и экспериментальные данные имеют значительный разброс. С целью получения дополнительных данных о влиянии упругих напряжений на структурные параметры решетки, длины валентных связей, энергии зонной структуры, положение уровня зарядовой нейтральности (CNL [1]) выполнены исследования влияния: 1) внешнего гидростатического сжатия, 2) одноосного напряжения в направлении гексагональной оси, 3) двухосного напряжения в плоскости (0001) с использованием метода функционала плотности (DFT), Упругие постоянные нитридов C_{ij} вычислены на основе теории возмущения для функционала плотности (DFPT) [2] (Таблица 1).

Таблица 1. Рассчитанные упругие постоянные C_{ii} и объемные модули B_0 AlN и GaN

кристалл	C_{11}	C_{12}	C_{13}	C ₃₃	C_{44}	C_{66}	B_0
AlN	396	144	111	367	115	126	209
GaN	350	134	98	403	91	108	196
Пти							a and a start of the start of t

При гидростатическом сжатии выполнены оценки зависимости энтальпии H кристаллохимических фаз zb, wz и rs на основе нитридов от давления до предельных значений P = 100 ГПа. Оценены давления фазовых переходов $P_t(wz \rightarrow rs)$: AlN(9.4 ГПа), GaN(44.0 ГПа) и $P_t(zb \rightarrow rs)$: AlN(7.4 ГПа), GaN(43.1 ГПа). По имеющимся в литературе данным разброс соответствующих значений $P_t(wz \rightarrow rs)$ составляет: AlN(10-20 ГПа), GaN(40-50 ГПа). Экспериментальные значения P_t , полученные из рентгеновских измерений и комбинационного рассеяния дают для AlN(9-14 ГПа) и GaN(42-47.0 ГПа). Различия в значения $P_t(wz \rightarrow rs)$ для AlN и GaN при близких значений состанных C_{ij} и B_0 обусловлены различием в характере химических связей данных соединений - большей близостью решетки wz-GaN к идеальной решетке wz, как это следует из таблицы 2, что обеспечивает большую устойчивость структурного тетраэдра GaN к упругим напряжениям.

Таблица 2. Внешние (a, c)и внутренний (u) параметры кристаллов GaN, AlN со структурой wz

кристалл	а	С	$\gamma = c/a$	u
идеальный wz			1.633	0.375
GaN	3.182	5.189	1.631	0.376
AlN	3.100	4.964	1.601	0.382

Под действием анизотропных напряжений структурные параметры GaN и AlN изменяются сходным образом. Как и в случае гидростатического сжатия, имеет место «противоположное» изменение параметра u по отношению к знаку деформации параметра $\gamma = c/a$, что обусловлено устойчивостью связи (Ga, Al)-N, длина которой определяется произведением cu, к внешним воздействиям. Увеличение параметра c сопровождается уменьшением параметра u, что приводит к уменьшению валентных углов и сближению катионных и анионных плоскостей с образованием гексагональной структуры известной как unbuckled wurzite (hx), которой отвечает координационное число 5. Фазовому переходу $wz \rightarrow hx$ для GaN соответствуют одноосные напряжения -31 ГПа [3], что примерно на 30% меньше для перехода ($wz \rightarrow rs$) при гидростатическом сжатии. Это позволяет оценить величину напряжения для перехода $wz \rightarrow hx e AlN$ на уровне 7 ГПа. В таблице 3 приведены коэффициенты давления ширины запрещенной зоны L_{g} , величины кристаллического расщепления валентной зоны Δ_{cr} , уровня CNL и структурных параметров решетки AlN и GaN при гидростатическом сжатии и анизотропных упругих напряжениях.

Коэффициент давления	Гидростатическое давление		Одноосное н	апряжение	Двухосное напряжение	
	AlN	GaN	AlN	GaN	AlN	GaN
$\begin{array}{c} (\delta E_g / \delta \sigma)_{\sigma=0} \\ (\delta \Delta_{cr} / \delta \sigma)_{\sigma=0} \\ (\delta C N L / \delta \sigma)_{\sigma=0} \\ k_a, 10^{-3} \tilde{A} / G P a \\ k_c, 10^{-3} \tilde{A} / G P a \\ k_{\gamma}, 10^{-3} \Gamma \Pi a^{-1} \\ k_u, 10^{-3} \Gamma \Pi a^{-1} \end{array}$	40.9 -4.9 7.3 -4.6 -9.0 -0.52 0.093	33.0 1.3 8.9 -5.5 -8.7 0.05 -0.024	-4.2 -33.9 - 14.9 2.0 -15.3 -6.0 0.73	23.6 -19.5 13.6 1.8 -14.7 -5.6 0.57	45.2 29.4 22.3 -6.6 6.4 5.5 -0.65	9.6 20.7 -4.4 -7.3 5.9 5.6 -0.59

Таблица 3. Коэффициенты давления энергетических зазоров и структурных параметров AIN и GaN, при гидростатическом давлении, одноосном и двухосном напряжениях.

Действие всестороннего давления и одноосных напряжений сжатия приводит к увеличению $E_{\rm g.}$ в GaN. Для AlN одноосное напряжение сжатия приводит к уменьшению $E_{\rm g.}$, а двухосное напряжение сжатия к росту $E_{\rm g.}$, более сильному, чем при гидростатическом сжатии. Параметр $\Delta_{\rm cr}$ в AlN и GaN при гидростатическом сжатии изменяется незначительно. При одноосном напряжении сжатия и гидростатическом давлении приращение $\Delta_{\rm cr}$ в AlN отрицательно (увеличение абсолютного значения $\Delta_{\rm cr}$ в AlN и уменьшение в GaN). Это приводит к смене знака $\Delta_{\rm cr}$ в GaN с положительного на отрицательный знак при $-\sigma_{\parallel} = 3.3$ ГПа. Для AlN знак $\Delta_{\rm cr}$ изменяется на противоположный при напряжении растяжения 6.8 ГПа вдоль оси с. Значения коэффициентов давления CNL меньше коэффициентов давления $E_{\rm g.}$, за исключением случая одноосного напряжения, когда справедливо обратное соотношение. Коэффициент давления CNL максимальный при действии на GaN одноосного тем, что в последнем случае данная величина определяется изменением в данная $E_{\rm g.}$ и CNL обусловлено тем, что в последнем случае данная величина определяется изменением при упругих напряжения х усредненного энергетического зазора между нижней валентной зоной и верхней зоной поок точке Γ .

Проведены экспериментальные исследования влияния реакторного облучения на параметры решетки и упругие напряжения в структуре n-GaN/Al₂O₃, выявившие увеличение постоянной решетки c при практически неизменном параметре a. Проанализированы упругие напряжения и изменение электронного спектра GaN в облученной структуре.

Работа выполнена при поддержке программы Минобрнауки РФ постановление № 218 правительства РФ (договор № 13.G25.31.0042).

- [1] В.Н. Брудный, А.В. Кособуцкий, Н.Г. Колин. ФТП. 43(4), 1312 (2009).
- [2] В.Н. Брудный, А.В. Кособуцкий, Н.Г. Колин. ФТТ. 53(4), 633 (2011).
- [3] K. Sarasamak, A.J. Kulkami, M. Zhou, et. al. Phys. Rev. B77, 024104 (2008).
- [4] В.Н. Брудный, А.В. Кособуцкий, Н.Г. Колин, А.В. Корулин. ФТП. 45(4),461 (2011).

THE INFLUENCE OF ISOTROPIC PRESSURE AND ANISOTROPIC ELASTIC STRESSES ON THE STRUCTURAL LATTICE PARAMETERS AND ENERGY SPECTRA OF NITRIDES

<u>V.N. Brudnyi¹</u>*, A.V. Kosobutsky², N.G. Kolin³, A.V. Korulin³

 ¹Tomsk State University. Lenin street 36, 634050, Tomsk, phone. +7(3822)423493, e-mail: brudnyi@mail.tsu.ru;
 ² Kemerovo State University. Krasnay street 6, 650043, Kemerovo,
 ³ Karpov Research Institute of Physical Chemistry, Kiev road 109, 249033, Obninsk

The lattice parameters and electronic spectra of AlN and GaN are considered on the DFT calculations under the action of hydrostatic pressure, uniaxial stress along hexagonal axis and biaxial stress in the basal plane of the elementary cell. The pressures of phase transitions from wz and zb structures to rsstructure under hydrostatic pressure are obtained. The pressure coefficients of the lattice parameters, energies of electron spectra and CNL-level under hydrostatic pressure and anisotropic stresses are estimated. The experimental investigations of the neutron bombardment on the structural parameters of GaN thin film on Al₂O₃ substrate are fulfilled.

НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА Ga(In)N:As(P)

Е.Н. Вигдорович

Московский Государственный университет приборостроения и информатики

Малорастворимые примеси в нанообластях могут создавать квантовые образования в матрице нитридов, коренным образом изменяя функциональные характеристики. Это стимулирует теоретические и экспериментальные исследования механизмов и условий их образования и стабильного существования.

Предельная растворимость. Поведение элементов при изовалентном замещении в значительной степени зависит от размера его атомов и химического сродства. Азот имеет минимальный размер атома относительно других атомов V группы периодической системы и поэтому можно ожидать не адекватное поведение элементов V группы при его замещении. Термодинамические расчеты показывают, что при легировании нитридов III группы мышьяком и фосфором при любой малой концентрации будут образовываться твердые растворы замещения.

Кристаллография твердых растворов замещения. Однако, если соединения $A^{III}P(As)$ кристаллизуются в виде сфалерита, то $A^{III}N$ в виде вюрцита. Структура сфалерита относится к гексатетраедрическому классу кубической сингонии. Вюрцит относится к дигексагональнопирамидальному классу гексогональной сингонии и его структуру можно представить как двойникование параллельных плоскостей {111} относительно предшествующей ей и следующей за ней плоскости. При этом плоскости A {111} становятся адекватны плоскостям A {0001}. Изучаемые фазы твердых растворов кристаллизуются в деформированные структуры типа BN. Координационное число у обеих модификаций равно 4. Первые координационные сферы и в сфалерите, и в вюрците построены одинаково а, начиная со второй – структуры отличаются. Таким образом, можно предположить, что переход от сфалерита к вюрциту происходит как фазовый координационной сфере.

Устойчивость нитридных твердых растворов замещения. В твердых растворах с комбинированной кристаллической решеткой может наблюдаться их распад.

В приближении теории регулярных растворов мольную энергию смешения можно определить следующим выражением

$$\Delta G_m^S = RT[x \ln x + (1 - x) \ln(1 - x) + \alpha^S x(1 - x)]$$

где α^{S} - параметра взаимодействия. В данной работе мы использовали DLP-модель, в соответствии с которой для Ga(In)N - Ga(In)As можно написать

$$\alpha^{s} = 4K \left| -(\frac{{}^{a}Ga(In)As}{2})^{-2,5} + \frac{1}{2}(a_{Ga(In)As}^{-2,5} + a_{Ga(In)N}^{-2,5})^{-2,5} + \frac{1}{2}(a_{Ga(In)As}^{-2,5} + a_{Ga(In)N}^{-2,5})^$$

К – параметр модели (4,8.10⁻⁷Дж/моль $\hat{A}^{-2,5}$)

a_i – параметр кристаллической решетки

Для кристаллографически смешанных систем удобно использовать т.н. параметры эквивалентной решетки. Эквивалентный параметр трансформированной решетки равен $a_{eq} = (3^{1/2}a^2c)^{1/3}$. Для GaN $a_{eq} = 4,50 Å$, а для InN $a_{eq} = 4,99 Å$

Параметры взаимодействия и максимальная температура распада твердых растворов

система	α, кДж.моль	T_c, K
GaN-GaAs	191,4	$11,56.10^3$
GaN-GaP	96,1	5,74.10 ³
InN-InAs	110,1	6,55.10 ³
InN-InP	83,6	5,01.10 ³

Используя известные соотношения для свободной энергии и параметра смешения одного моля исследуемой твердой фазы для всех четырех составляющих, например, GaN-GaAs, GaN-GaP, InN-InP, , InN-InAs можно определить области спинодального распада (неустойчивости) в исследуемых системах. Критическую температуру *T_c*, связанную с пределом несмешиваемости, можно найти по уравнению спинодали.

$$\frac{\partial^2 G_m^3}{\partial x^2} = \left[\frac{RT_c}{x(1-x)}\right] - 2\alpha = 0$$

На рис. 1 приведены Т-х спинодали для всех рассмотренных систем.



Рис.1. Спинодали для различных систем



Рис.2. Результаты расчета изменения ширины запрещенной зоны в системе GaAs-GaN

Электрооптические свойства. Рассматривая твердые растворы с катионным замещением AB_{1-x}C_x как регулярную квазибинарную систему AB-AC ($\Delta S \approx 0$) для изменения общей энтальпии образования можно написать $\Delta G^{ABC} = x \Delta G^{AB} + (1-x)\Delta G^{AC} + a(1-x)x$, где ΔG^{AB} , ΔG^{AC} – свободная энергия образования бинарных соединений из элементов. Изменение ширины запрещенной зоны в твердых растворах хорошо описывается уравнением $E_g(x) = (1-x)E_g^{AC} + xE_g^{BC} + b(1-x)x$. Очевидно, что изменение ширины запрещенной зоны и свободной энергии образования в твердых растворах подчиняется одному и тому же закону. Коэффициенты $a \cdot u \cdot b$ в обоих случаях являются параметрами параболического изгиба зависимостей $\Delta G^{ABC}(x)$ и $E_g(x)$. Параметры параболического изгиба зависимостей $\Delta G^{ABC}(x)$ и $E_g(x)$ по своей сути есть параметр взаимодействия отнесенный к одному молю раствора. Используя значение энергии образования GaAs_{1-x}N_x рассчитано значение параболического изгиба зависимости $\Delta G^{ABC}(x)$ и соответственно $E_g(x)$, b=-12,69B. На рис.2 показано изменение E_g от состава, откуда видно, что вещество при малых концентрациях As и P в GaN остается полупроводником, но с резко уменьшающейся E_g . При дальнейшем увеличении концентрация х примесей материал становиться проводником.

Основным методом получения таких соединений в настоящее время является МЛЭ с ионизацией в плазме азота или аммиака. Обнаруженные свойства изучаемой системы позволяют говорить о перспективности их использовании, например, в виде дислокационных фильтров. Фильтрующие свойства отдельных напряженных слоев и напряженных сверхрешеток (СР) по отношению к прорастающим дислокациям основаны на эффекте изгиба прорастающих дислокация основаны на эффекте изгиба прорастающих дислокации под действием тангенциально направленных сил. Твердые растворы на основе GaN с большим содержанием As и P могут быть использованы для создания в функциональных гетероструктурах псевдоморфных проводящих контактных и подконтактных слоев.

SOME PROPERTIES Ga (In) N:As (P)

E.N. Vigdorovich

The Moscow State University of Instrumentation Engineering and Informatics

The poorly soluble impurity in nano-sizes can create quantum formations in a GaN-matrix considerably varying the functional characteristic. It stimulates theoretical both experimental researches of mechanisms and conditions (condition) of their formation and steady existence.

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ С ОБЪЁМНЫМИ РЕЗОНАТОРАМИ И КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

<u>Э.М. Гутиайт¹</u>*, А.А. Курушин¹, В.Э. Маслов²

¹ Московский энергетический институт (Технический университет), Красноказарменная ул., 13, 111250, Москва, тел. +7(495)4337551, *e-mail: edgut@migmail.ru; ² ООО «ЛЕДРУ» ул. Матросская тишина, 23, стр. 1, 107076, Москва, e-mail: info@ledru.ru

Современные достижения нанотехнологии позволяют использовать богатый опыт техники сверхвысоких частот (CBЧ) при создании электромагнитных излучателей оптического диапазона длин волн на основе объёмных резонаторов (OP) с квантовыми точками (КТ). В отличие от [1], где обстоятельно рассмотрены светодиоды с OP инфракрасного диапазона, в наших работах вместо резонаторов лазерного типа с многослойными зеркалами Брэгга предлагаются традиционные электродинамические системы, используемые в электронных приборах CBЧ. Отметим также, что в принципе могут быть использованы КТ из InGaN в матрице GaN или AlGaN [2].

Настоящее сообщение является продолжением и развитием работ [3-5], в которых были рассмотрены возможности использования КТ в четвертьволновых резонаторных системах со стабилизирующими резонаторами (СР). В [3-5] представлены примеры использования наиболее высокодобротных СР, основанных на уникальной особенности волны типа H₀₁ в круглом волноводе, при распространении которой потери в стенках волновода малы, поскольку их зависимость от частоты имеет аномальный характер.

Здесь на рис.1 схематически показаны два варианта предлагаемых излучателей.



(a)

Рис. 1. Излучатели с цилиндрическим (а) и коаксиальным (b) стабилизирующими резонаторами. Е и H – электрические и магнитные силовые линии.

Излучающими элементами являются КТ, которые могут быть расположены хаотически в своей матрице (М), но для более эффективного их использования желательно, чтобы они были

сосредоточены в кольце максимума электрического поля. Для этого полупроводниковая структура с КТ может быть изготовлена в виде кольца. Такое кольцо с КТ будет восприниматься как излучающее «квантовое колечко» (КК).

В излучателе, схематически представленном на рис.1а, используется несколько четвертьволновых резонаторов (ЧР) из круглых волноводов (например, четыре) при синфазных колебаниях видов H_{11p} и СР на основе полуволнового цилиндрического резонатора с видом H_{01n} (показаны силовые линии вида колебаний H₀₁₂). ЧР возбуждаются на низшем виде колебаний H₁₁₁₅ и имеют диаметры, не допускающие возникновение высших («паразитных») видов. Расчётные размеры резонаторов для синих и красных КК в соответствии с обозначениями на рис.1а приведены в табл.1.

Таблица 1. Размеры (в нм) излучателя, представленного на рис.1а.

				1		
Цвет	Длина волны	$D_{\rm up}$	$D_{\rm cp}$	h_1	h_2	Dĸ
Синий	460	340	800	660	185	700
Красный	640	480	1100	910	255	1000

При необходимости размеры матрицы с КТ могут быть существенно увеличены. Для этого предлагается устройство излучателя, схематически представленного на рис.1b, в котором используется коаксиальный СР, возбуждаемый на виде колебаний Н₀₁₁ и расположенный внутри многорезонаторной системы, состоящей из четвертьволновых цилиндрических резонаторов с видами колебаний H_{111,5}. На рис.1b показаны 8 резонаторов с противофазными колебаниями при расположении щелей связи (ЩС) с СР через один ЧР. Вместо КК над этими резонаторами может быть расположена дисковая матрица (ДМ) с КТ. Расчётные размеры резонаторов для синих и красных КТ в соответствии с обозначениями на рис.1b приведены в табл.2.

Таблица 2. Размеры (в нм) излучателя, представленного на рис.1b

			P 17 1 1 1 1				
Цвет	Длина волны	$D_{\text{чр}}$	$D_{\rm cp}$	d	h_1	h_2	$D_{\scriptscriptstyle \mathrm{M}}$
Синий	460	340	680	100	555	370	1360
Красный	640	480	960	140	750	755	1920

Для обеспечения наиболее эффективной электромагнитной связи между СР и ЧР их размеры следует подобрать таким образом, чтобы отрезки волноводов, из которых получены резонаторы, имели одинаковые критические и соответственно волноводные длины волн, т.е. $h_1 = 3/4\lambda_a$ и $h_2 = \lambda_b/2$.

Устройство рассматриваемого излучателя удобно тем, что диаметр матрицы D_м можно увеличивать за счёт увеличения количества ЧР. При этом с увеличением диаметра D_{ср} необходимо будет соответственно увеличивать диаметр стержня d для сохранения резонансной частоты.

Излучатели, представленные на рис.1, были проанализированы в системе HFSS [6,7]. Расчётные резонансные характеристики подтверждают возможность увеличения собственной добротности при введении СР. Анализ рассмотренных излучателей в системе HFSS позволяет получить наглядную пульсирующую иллюстрацию электромагнитного излучения в динамическом режиме.

[1] Ф.Е.Шуберт, Светодиоды / Пер. с англ. под ред. А.Э. Юновича - М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008.- 496 с.

[2] В.С.Сизов, А.А.Гуткин, А.В.Сахаров и др. ФТПП. 2009, т.43, вып.6, С.836.

[3] Э.М.Гутцайт. Светотехника. 2009. №3, С.28.

[4] Э.М.Гутцайт. Светотехника. 2010. №1, С. 25.

[5] Э.М.Гутцайт, А.А.Курушин. Радиотехника и Электроника, 2010, Т.55, № 8, С.999.

[6] С.Е.Банков, А.А.Курушин. Расчёт СВЧ структур с помощью HFSS-M.: ООО «ОРКАДА», 2009. 256 с.

[7] Э.М.Гутцайт, А.А.Курушин, В.Э.Маслов. Вестник МЭИ, 2010, № 4, С.63.

ELECTRODYNAMIC RESEARCH EMITTERS WITH THE CAVITY AND QUANTUM DOTS

<u>E.M. Gutzeit¹*, A.A. Kurushin¹, V.E. Maslov²</u>

¹ Moscow power institute (Technical university), Street Krasnokazarmennaja, 13, 111250, Moscow, ph. +7 (495) 4337551, *e-mail: edgut@migmail.ru;

² Open Companies " LEDRU ", street Matrosskaja tishina, 23, 107076, Moscow.

The variants of micro- and nano-sized emitters, the optical range on the basis of cavity resonators with quantum dots are offered. The structures of quarter-waves cylindrical cavities, coupled with high-Q stabilizing cavity on the modes H_{01n} are used.

ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ НСІ И NH₃ В ГАЗОВОЙ СХЕМЕ УСТАНОВКИ ДЛЯ ВЫРАЩИВАНИЯ GaN МЕТОДОМ ХЛОРИД-ГИДРИДНОЙ ЭПИТАКСИИ

А.А.Донсков¹, <u>Л.И.Дьяконов</u>¹*, Ю.П.Козлова¹, С.С.Малахов¹, М.В.Меженный², Т.Г.Югова¹

ОАО «ГИРЕДМЕТ», 117019, Москва, Б. Толмачевский пер., д. 5, стр.1

² ИХПМ 117019, Москва, Б. Толмачевский пер., д. 5, стр.1

*e-mail: Aberkas@yandex.ru

Для получения слоев GaN методом хлорид-гидридной эпитаксии (ХГЭ) в качестве исходных веществ используют металлический Ga и газообразные HCl и NH₃, разбавляемые газом-носителем (обычно азотом). Нормальная работа исходно чистой, отлаженной и проверенной газовой схемы через какое-то время начинает нарушаться. Одна из причин нарушения их работы – образование хлорида аммония (NH₄Cl), поскольку в схеме одновременно используются и HCl и NH₃. Если в разделенные каналом или зазором полости элементов газовой схемы попадают с одной стороны аммиак, а с другой - хлористый водород, то при их взаимодействии образуется рыхлый снежнобелый осадок хлористого аммония, перекрывающий эти каналы или зазоры. При правильной конструкции и аккуратной эксплуатации газовой схемы можно полностью исключить контакт HCl и NH₃ в газовой схеме до их подачи в реактор. Тем самым возникшая проблема может быть решена радикально. Другая причина выхода из строя газовой схемы – коррозия металлических элементов. Продукты коррозии имеют темно-бурый цвет и группируются в плотные хаотически разбросанные скопления, способные частично или даже полностью перекрыть технологические каналы. Коррозию вызывает HCl, который сорбируется элементами газовой схемы и недостаточно полно удаляется из нее по завершении ростового процесса. В настоящей работе сорбция HCl на металлических элементах газовой схемы количественно исследована в диапазоне давлений HCl от 1 до 45 атм. При давлениях от 4 до 45 атм. определено как общее содержание HCl в исследованном участке газовой схемы, так и его количество отдельно в сжатом, сорбированном и, наконец, в сконденсированном состоянии. При высоких давлениях количество сорбированного поверхностью HCl может достигать 10⁵ монослоев и сравнимо с количеством HCl, находящемся в объеме. Для сравнимых относительных давлений теория физической адсорбции БЭТ дает величину адсорбции всего несколько монослоев. Вот почему мы избегаем употреблять термин «адсорбция» и пользуемся общим термином «сорбция», не привязанным к определенному механизму.

Сорбцию при атмосферном давлении изучали в экспериментах по продувке газовой схемы азотом с целью возможно полной очистки ее от HCl и, следовательно, предотвращения нежелательной коррозии элементов схемы. HCl, содержащийся в отходящем газе, поглощали барботированием через деионизованную воду. Получившийся раствор соляной кислоты титровали раствором щелочи с фенолфталеиновым индикатором, т.е. использовали классический метод объемного ацидометрического анализа. За час продувки исходный поток HCl уменьшается примерно на 2 порядка. Полной же очистки схемы от HCl, т.е. очистки до уровня чувствительности примененного метода анализа, не удается достичь даже после более чем 12-часовой продувки. Количество сорбированного при атмосферном давлении HCl равно примерно 500 монослоев, т.е. более, чем на два порядка ниже, чем в экспериментах при высоком давлении. Тем не менее, это все же много больше, чем обычно наблюдают при физической адсорбции.

Если в газовой схеме есть достаточно протяженные не продуваемые «карманы», то попавший туда HCl может быть удален только за счет диффузии. Это еще одна из возможных причин замедления очистки газовой схемы. В качестве модели «кармана» использовали отрезок нержавеющей трубки длиной 150 см с внутренним диаметром 4 мм и полированными изнутри стенками. «Карман» можно продуть либо напрямую потоком газа-носителя либо за счет диффузии из закрытого на входе «кармана» в протекающий поток. Методами математической физики решены три связанные между собой одномерные задачи; о распределении концентрации газа-примеси по длине «кармана» в функции времени: о суммарном содержании примеси в «кармане» в функции времени; и, наконец, об изменении со временем потока примеси из открытого конца «кармана». В каждом случае для получения конкретного численного решения необходимо знать коэффициенты диффузии газа – примеси в азоте. Для вычисления этих коэффициентов мы воспользовались рядом приближенных полуэмпирических формул, полученных на основе кинетической теории газов. Для коэффициентов диффузии HCl или NH₃ в азоте получены величины 0.165 см²/с и 0.201 см²/с, соответственно. Сделанные на их основе расчеты удовлетворительно согласуются с экспериментом. При длине карманов менее 10 см их наличие не влияет на скорость очистки газовой схемы от HCl и NH3.

Измерения сорбции при высоком и атмосферном давлении HCl объединили одной зависимостью, отнеся величину сорбции к единице внутренней поверхности газовой схемы. Желательно уточнить полученные результаты и расширить исследуемый диапазон давлений на область ниже 1 атм. Вакуумирование или замена азота гелием увеличивают коэффициент диффузии HCl в газе-носителе, что могло бы ускорить удаление HCl из загрязненных коммуникаций. Однако в проведенных экспериментах скорость очистки газовой схемы от HCl заметным образом не увеличилась. Точно так же не ускоряет удаление HCl увеличение на целый порядок потока азота, продувающего газовую схему. Следовательно, самой медленной стадией процесса очистки газовой схемы является именно десорбция HCl с металлической поверхности в газовую фазу, а не перенос примеси HCl в газовой фазе. На основании полученных результатов сделаны практические рекомендации по конструкции газовой схемы и режимам выращивания слоев GaN.

FEATURES OF BEHAVIOR HCI AND NH3 IN THE PLANT GAS SCHEME FOR GaN GROWTH BY HVPE

A.A.Donskov¹, <u>L.I.Dyakonov^{1*}</u>, Yu.P.Kozlona¹, S.S.Malachov¹, M.V.Mezhenni², T.G.Yugova¹

¹Institute of Rare Metals, B. Tolmachevsky 5, 119107, Moscow, phone (495) 981-30-10 *e-mail : Aberkas @yandex.ru ²ICPM, B. Tolmachevsky 5, 119107, Moscow

The sorption of HCl in the gas scheme of HVPE system for GaN growth was investigated at pressure from 1 to 45 atm. Gas amount in the compressed, sorbed and condensed state is separately determined for pressures more than 4 atm. Sorbed at atmospheric pressure HCl was removed from gas scheme elements by passing of nitrogen or helium flow. HCl from this flow was absorbed by water and its amount was determined by method of the classical volume analysis. We couldn't achieve full removal HCl at detection limit even after several tens hours of purge. The dependence of HCl surface sorbtion density on HCl pressure is plotted in the range of pressure from 1 to 45 atm. The surface density sorbtion of HCl changes with the pressure growth from 500 to 10⁵ monolayers by our estimations. The total mathematical solution of the problem on diffusive removal of an impurity from the not blown "pocket" of the gas scheme was obtained. Diffusion coefficients of HCl and NH₃ in nitrogen are calculated by means of the semi empirical formulas, obtained on the basis of the kinetic theory of gases. At normal temperature and pressure, they are equal 0.165 and 0.201 cm²/s respectively. The "pockets" length shouldn't exceed 10 cm for fast the diffusive removal HCl and NH₃.

НИЗКОДЕФЕКТНАЯ «MICROPIPE - FREE» ПОДЛОЖКА КАРБИДА КРЕМНИЯ ДЛЯ СВЕТОДИОДОВ

<u>Т.Ю.Чемекова,^{1*}</u> Д.П. Литвин ¹, А.В.Васильев ¹, С.С.Нагалюк ¹, Ю.Н. Макаров ¹, Х. Хелава ² ¹ «ГКНК», пр. Энгельса, 27, 194156, Санкт-Петербург,

⁴ «I КНК», пр. Энгельса, 27, 194156, Санкт-Петербург, Тел. +7(812)7031397, *e-mail: chemekova@n-crystals.fi.ru ² «Helava Systems Inc», Deer Park, 11729, NY.

Рынок оптоэлектронных приборов на нитридах III-группы демонстрирует устойчивый рост в течение последних 10 лет. В основном – это производство синих светодиодов, а также источников белого света на их основе. Основными подложками, используемыми сегодня в массовом производстве синих светодиодов, являются подложки сапфира и карбида кремния.

Подложки карбида кремния обладают широкой запрещенной зоной, высокими: теплопроводностью, насыщенной скоростью дрейфа, напряженностью пробоя. Они применяются в светодиодах зеленого и синего диапазонов, экономичном твердотельном освещении (белые СД), в мощных высокочастотных диодах и транзисторах, преобразователях электроэнергии. По своим свойствам и структурным параметрам SiC лучше сапфировых и кремниевых подложек соответствует нитридным гетероструктурам. В группе компаний «Нитридные Кристаллы» разработаны технологии по производству 6H-SiC монокристаллов и изготовлению как проводящих, так и высокоомных (слаболегированных) подложек 6H-SiC.

Уменьшение плотности дислокаций в материале подложки является важным фактором оптимизации рабочих характеристик, полученных на ней светодиодов. Для повышения внутренней квантовой эффективности и деградационной стойкости мощных нитридных светодиодов и лазерных диодов плотность дислокаций не должна превышать $10^5 - 10^6$ см⁻². Эти задачи решаются путем использования низко дислокационных подложек, изготовленных из объемных кристаллов SiC.

Монокристаллы 6H SiC диаметром 2 и 3 дюйма выращивались методом сублимации в печах индукционного нагрева в кварцевом реакторе при температурах 2250-2300°C в атмосфере аргона (20-40 Торр) [1]. В качестве источника пара SiC использовался:

• при производстве проводящего SiC коммерческий порошок SiC,

• при производстве высокоомного SiC источник, синтезированный из элементарных Si и C.

Основными дефектами кристаллов SiC являются микропайны, дислокации, границы блоков и зерен, остаточные внутренние напряжения [2,3]. Оптимизация ростового процесса включает, главным образом, контроль таких параметров как температура роста, аксиальный и осевой градиенты температур в ростовом тигле, давление аргона. Управление формой фронта кристаллизации и соотношением C/Si в паре в процессе выращивания позволило существенно уменьшить количество генерированных дефектов. Отработка ростового режима («окна») проводилась с использованием детального компьютерного моделирования с использованием компьютерного вычислительного кода «Виртуальный реактор».

Основными требованиями к качеству 6H-SiC подложек для использования их в светодиодных структурах являются низкая плотность микропайпов (в диапазоне 20-60 см⁻²) и дислокаций, отсутствие инородных включений, структурное совершенство.



Рисунок 1.Высокоомные подложки 6H-SiC(а), в поляризованном свете (б).
Кроме того, при производстве подложек для создания эпитаксиальных структур для электронных и оптоэлектронных устройств обработка поверхности играет очень важную роль. Высокое качество обработки поверхности подложки является необходимым требованием для осаждения эпитаксиальных слоев гетероструктур и позволило существенно улучшить качество приборных структур, выращиваемых на этой подложке. Подготовка поверхности эпитаксиального качества возможна только при использовании процесса химико-механической полировки (ХМП), который применяется для прецизионного выравнивания поверхности полупроводниковой подложки. В ХМП используется совместный эффект физических и химических сил для полировки подложек. Разработанный нами ХМП процесс полировки подложек SiC позволяет получать полированную поверхность качества «ері-ready»с шероховатостью не более 0,1 нм.



Рисунок 2. Монокристалл 6Н SiC диаметром 2 дюйма качества «micropipe-free»

Полученные проводящие 6H-SiC подложки диаметром 3 дюйма имеют плотность микропайпов менее 30 см⁻², удельное сопротивление 0,05-0,1 Ом см, высокое структурное совершенство (FWHM ~ 30-50 угловых секунд).

Удельное сопротивление высокоомных (слаболегированных) образцов составляет более 10⁴ Ом см. На рисунке 1 приведена фотография высокоомной подложки SiC в поляризованном свете.

Одной из последних разработок является получение кристаллов и подложек качества «micropipe-free». Исследование дефектов в этих кристаллах методом избирательного травления в расплаве КОН показывает отсутствие дефектов типа микропайпов, плотность дислокаций составляет 1- 4x10³ см²

[1] Yu.M.Tairov, V.F. Tsvetkov,: J.Crystal Growth, v.43,(1978),p.209 .

[2] M.Dudley, X.R. Huang and W.M. Vetter,: Phys. D, v.36,(2003), p.A 30.

[3] P.G. Neudeck: Mater.Sci. Forum., v.338, (2000) p.1161.

LOW DEFECT «MICROPIPE- FREE» SILICON CARBIDE SUBSTRATES FOR LIGHT-EMITTING DIODES

T.Yu.Chemekova¹, D.P.Litvin¹, A.V. Vasiliev¹, S.S. Nagalyuk¹, Yu.N. Makarov¹, H. Helava²,

"Nitride Crystals Group", Ltd., 27 Engelsa pr., Saint-Petersburg,194156, Russia, Phone: +7(812)7031397, chemekova@n-crystals.fi.ru ²"Helava Systems Inc", Deer Park, NY 11729, USA

In this paper, we report on the current status of our technology for commercial production of 3" 6H-SiC substrates, including PVT crystal growth, post-growth processing and characterization of the produced substrates. Special attention is paid to the improvement of the process stability and the reduction of crystallographic defects, including micropipes (open core screw dislocations), low-angle grain boundaries, foreign polytype inclusions, and graphite inclusions. One of the latest developments is the growth of 6H-SiC crystals and the production of «micropipe free » quality substrates.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНОГО СОВЕРШЕНСТВА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ Gan, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ХЛОРИДНО-ГИДРИДНОЙ ЭПИТАКСИИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО БУФЕРНОГО СЛОЯ

 А.А. Донсков¹, Ю.П.Козлова¹, Л.Н. Кузюкова², С.С. Малахов¹, М.В. Меженный³, В.Ф.Павлов¹, <u>Т.Г. Югова</u>¹*
 ¹ОАО «Гиредмет», Москва, Б. Толмачёвский пер., д.5, стр.1, 1190107, тел. (495) 981-30-10, * e-mail:P_Yugov@ mail.ru
 ²НИТУ «МИСиС», Москва, Ленинский пр-т., д.4, 119049
 ³ИХПМ Москва, Б. Толмачёвский пер., д.5, стр.1, 119107

В настоящее время приборы на основе твердых растворов нитридов третьей группы изготавливаются по эпитаксиальным технологиям с использованием подложек из сапфира или карбида кремния. Одним из технологических решений для получения гетероэпитаксиальных слоев GaN с совершенной кристаллической структурой, является применение различных буферных слоев, в первую очередь с использованием слоёв GaN или AlN, полученных с помощью MOC- или молекулярно-пучковой эпитаксии. Основным методом для получения толстых слоев нитрида галлия является хлоридно-гидридная эпитаксия (ХГЭ), обеспечивающая максимальные скорости роста. Однако получение тонких слоев GaN порядка нескольких микрон для дальнейшего их использование возможности выращивания эпитаксиальных слоёв GaN с использованием в качестве буферного слоя тонких аморфных слоев GaN, осаждаемых при низкой температуре с последующей их кристаллизацией.

Исследованные эпитаксиальные слои GaN были выращены методом ХГЭ в вертикальном реакторе с использованием в качестве исходных реагентов аммиака, хлористого водорода и высокочистого галлия. В качестве газа-носителя использовали азот. С целью оптимизации начальных стадий роста эпитаксиального слоя GaN перед началом процессов роста проводили нитридизацию подложек сапфира в атмосфере газовой смеси N₂:NH₃ (10:1) в течение 10 минут. После нитридизации наращивали низкотемпературные буферные слои GaN с различным расходом HCl и временем осаждения. Скорость потока HCl составляла 0.3, 1 и 2 л/час, продолжительность осаждения низкотемпературного буферного слоя GaN – 20, 60 и 180 минут. Процесс осаждения низкотемпературного буферного слоя проходил в интервале температур 500 – 630 °C. Во всех экспериментах расходы NH₃ и N₂ по линии аммиака составляли 50 и 90 л/час, соответственно.

Для отработки режимов получения низкотемпературного буферного слоя высокого качества вначале осаждали только низкотемпературные буферные слои GaN. После выращивания низкотемпературных слоев с целью их кристаллизации проводили процесс высокотемпературного отжига или в отдельном процессе или сразу после осаждения. Для оценки влияния качества буферного слоя на структурное совершенство высокотемпературных слоев GaN на поверхности сапфира последовательно формировали и отжигали низкотемпературный буферный слой GaN, на который в одном процессе осаждался основной толстый эпитаксиальный слой GaN.

Скорость роста низкотемпературных буферных слоев возрастала от 0,4 до ~6 мкм/час с увеличением потока HCl, что связано с соответствующим увеличением количества GaCl, поступающего в зону осаждения. Проведенные рентгенодифракционные измерения показали, что осажденный буферный низкотемпературный GaN представляет собой аморфный слой, который не давал пика дифракционного отражения. Поверхность низкотемпературного слоя была зеркально гладкой, блестящей с мелким рельефом и ямками.

Отжиг низкотемпературных слоев GaN проводился при температуре $1030 - 1060^{\circ}$ C в течение 60 минут в атмосфере N₂. Установлено, что кристаллизация начиналась от подложки, при этом слой GaN становился монокристаллическим крупноблочным, а его ориентация соответствовала ориентации подложки. Однако наблюдалось резкое увеличение полуширины кривой дифракционного отражения низкотемпературных слоев GaN от 0,4 до 3,6 угл. град с увеличение корости потока HCl от 0,3 до 2 л/час. Следует отметить, что в процессе высокотемпературного отжига толщина осажденных слоев уменьшалась за счет термического разложения аморфного слоя GaN на 0,3 – 0,5 мкм. В процессе высокотемпературного отжига происходило изменение морфологии поверхности слоя с зеркально гладкой до матовой, шероховатой. Кроме того, качество слоев, выращенных при расходе HCl = 2 л/час ухудшалось из-за увеличения содержания Ga в слое сверх стехиометрического. При отжиге таких слоев избыток Ga выделялся на поверхности образцов в виде капель.

В процессе получения высокотемпературных эпитаксиальных слоев GaN последовательно формировали на исходной подложке сапфира низкотемпературный буферный слой GaN при температурах 500 – 600 °C, проводили процесс отжига низкотемпературного буфера при температурах 1000 – 1060 °C, а затем наращивали на нем высокотемпературный слой нитрида галлия.

Показано, что скорость потоков HCl и N2 по линии источника являются основными технологическими параметрами, влияющими на качество и структуру осажденных высокотемпературных слоев GaN. Так образцы, выращенные с уменьшенным расходом HCl - 0,3 л/час (расход N2 - 60 л/час) или расходом N2 - 18 л/час (расход HCl - 1 л/час) являлись монокристаллическими. При расходах N2 - 60 л/час и HCl - 1 л/час образовывался поликристаллический слой GaN. Слои, выращенные при минимальных расходах HCl (0.3 л/час) и N2 (18 л/час), являлись монокристаллическими и характеризовались гладкой поверхностью, плотностью дислокаций (1-4)·10⁷ см⁻² и полушириной пика кривой дифракционного отражения порядка 360 угл.сек. Лучшее структурное совершенство слоев GaN, осажденных в условиях малого расхода HCl объясняется, по-видимому, уменьшением концентрации Ga в зоне осаждения. В процессе роста слоя, из-за малой концентрации Ga в первую очередь кристаллизация идет по плоскостям с меньшей плотностью упаковки. Это сопровождается возрастанием латеральной составляющей скорости роста, что, в свою очередь, приводит к более быстрому срастанию зародышей на стадии формирования сплошного слоя. При выращивании в условиях большого расхода HCl (2 л/час) зародыши растут преимущественно вертикально, и их коалесценция происходит на более поздней стадии, что может сопровождаться даже ростом поликристаллического слоя. Полученные результаты обсуждаются с позиции влияния концентрации галлия в зоне осаждения на процессы зарождения и роста как низкотемпературного, так и высокотемпературного слоев GaN.

Морфология поверхности эпитаксиального слоя обусловлена механизмами зарождения и дальнейшего роста слоя, которые, в свою очередь, определяются технологическими параметрами. При предварительном осаждении низкотемпературного буферного слоя на подложку сапфира в процессе эпитаксии основного толстого слоя GaN переход от островкового к послойному механизму роста, являющемуся предпочтительным, осуществляется быстрее. Таким образом, при эпитаксии GaN на подложке сапфира с осажденным на ней низкотемпературным буферным слоем меняются условия зарождения основного слоя нитрида галлия, приближающие процесс выращивания слоев GaN к гомоэпитаксиальному.

STRUCTURAL QUALITY of GaN EPILAYERS GROWN by HYDRID VAPOR PHASE EPITAXY USING GaN LOW TEMPERATURE BUFFER LAYER

A.A.Donskov¹, L.I.Dyakonov¹, Yu.P.Kozlova¹, L.N.Kuzyukova² S.S.Malachov¹, M.V.Mezhenni³, V.F.Pavlov¹, <u>T.G.Yugova¹*</u> ¹Institute of Rare Metals, B. Tolmachevsky 5, 119107, Moscow, phone (495) 981-30-10 * e-mail: P_Yugov@ mail.ru ²NITU «MISA», Leninskii pr. 4, 119049, Moskow, ³ICPM, B. Tolmachevsky 5, 119107, Moscow

The structure perfection and the surface morphology of low temperature buffer layers after deposition and high temperature annealing as well as structure perfection of high temperature layers grown on low temperature buffer layers have been studied. The HCl and N₂ flow rates through source Ga have been changed from 30 to 5 sccm and from 1 to 0.3 slm, respectively. The HCl flow rate was shown to be a factor of substantial influence on low temperature buffer layer qualities. The best results were obtained at HCl flow rate 5 sccm owing to the increasing of lateral growth rate. High temperature layer GaN qualities have been improved substantially as a result of the decreasing of the HCl and N₂ flow rates. The best results were obtained at HCl flow rate 5 sccm and N₂ - 0.3 slm. Such layers had smooth surface, the full width of half maximum rocking curve 360 arcsec and dislocation density $(1 - 4) \cdot 10^7$ cm².

ПОВЕРХНОСТНЫЕ СОСТОЯНИЯ И РАДИКАЛЬНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ СПЕКТРА ВАЛЕНТНОЙ ЗОНЫ *n*-GaN(0001) ПРИ АДСОРБЦИИ Ва

<u>Г.В. Бенеманская^{*}</u>, *М.Н. Лапушкин, С.Н. Тимошнев* ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, 194021, С-Петербург, тел. +7(812)2927317, *e-mail: Galina.Benemanskaya@mail.ioffe.ru

Впервые проведены фотоэмиссионные исследования УФЭС *in situ* в условиях сверхвысокого вакуума $P \sim 5 \times 10^{-10}$ Торр чистых образцов *n*-GaN(0001), а также модификации спектров при формировании ультратонких интерфейсов Ba/n-GaN(0001). Исследования выполнены на синхротроне BESSY II (Germany) с использованием метода фотоэлектронной спектроскопии высокого энергетического разрешения при возбуждении фотоэмиссии в диапазоне энергий квантов возбуждающего света от 60 до 400 эВ. Геометрия соответствовала фотоэмиссии электронов из Г-точки. Полное энергетическое разрешение анализатора и монохроматора составляло 50 мэВ. При пошаговом напылении Ва в диапазоне покрытий 0.2 ML – 1.2 ML (монослоя) изучено поведение спектра валентной зоны, а также спектров остовных уровней Ga 3*d*, Ba 4*d*, Ba 5*p*.

В процессе формирования интерфейса Ba/ n-GaN(0001) при последовательном увеличении покрытия Ba обнаружено радикальное изменение спектра валентной зоны: широкая полоса фотоэмиссии, простирающаяся от края валентной зоны VBM на 10-12 эB, постепенно сужается до ~1 эB, при этом в процессе сужения ярко проявляются 3 пика поверхностных состояний. При Ba покрытии ~ 0.5 ML в запрещенной зоне на уровне Ферми появляется новый фотоэмиссионный пик, природа которого связана с формированием узкого слоя 2D вырожденного электронного газа (2DEG) в потенциальной яме аккумуляционного слоя (асситиlation layer AL) непосредственно вблизи поверхности GaN. Установлено, что параметрами потенциальной ямы AL можно целенаправленно управлять.

Образцы *n*-GaN(0001) были выращены методом MOCVD на сапфировых подложках и легированы кремнием $(1\div4)\times10^{17}$ см⁻³. Исследованы образцы GaN с различным характером структурной организации, что контролировалось методами ACM и TEM. Ширина запрещенной зоны *n*-GaN(0001) соответствует 3.4 зВ.



Fig. 1. Normal photoemission spectra with hv = 120 eV a) valence band VB and core levels Ga 3*d*, Ba 5*p* at different Ba coverages on *n*-GaN(0001), b) drastic change in VB spectrum and creation of accumulation layer AL accompanied by increase in energy difference $E_F - E_{VBM}$ up to 4.0 \mathfrak{B} . At the same time $E_F - E_{VBM} > E_g$, where $E_g = 3.4 \mathfrak{B}$ is band gap for GaN.

На рис. 1а внизу приведен исходный спектр нормальной фотоэмиссии из валентной зоны VB и спектр остовного уровня Ga 3d для чистой поверхности GaN при энергии возбуждения hv=120 эВ. Видно, что последовательное увеличение Ва покрытия приводит к появлению дублета Ва 5р и уменьшению интенсивности пика Ga 3d. Однако наиболее сильные изменения обнаружены в спектре валентной зоны : 1 - проявление серии пиков поверхностных состояний с энергией связи ~ 3.2 эВ, 5.2 эВ, 7.1 эВ при Ва покрытии 0.3 ML, 2 - затем при Ва покрытии 0.5 ML - 0.6 ML сильное сужение полосы фотоэмиссии из валентной зоны до ~ 1 эВ, что хорошо коррелирует с теоретическими расчетами зонной структуры. Рис. 1b иллюстрирует принципиальное изменение спектра валентной зоны при формировании ультратонкого интерфейса Ва/n-GaN(0001). Наиболее яркий эффект состоит в возникновении дополнительного пика AL в запрещенной зоне на уровне Ферми E_{F} . Природа данного пика может быть связана с формированием аккумуляционного слоя AL в узкой (~ 20 нм) приповерхностной области образца и с фотоэмиссией из 2DEG – двумерного электронного газа в AL [1-3]. AL может возникать на поверхности полупроводника *n*-типа, когда изгиб зон достаточно велик, так что край зоны проводимости на поверхности оказывается ниже уровня Ферми Е_F. При этом образуется узкая (наноразмерная) потенциальная яма. В этом случае в потенциале AL происходит ограничение движения электронов по нормали z к поверхности и наблюдается эффект размерного квантования. Вдоль поверхности (xv) движение электронов не ограничено, и соответствующие компоненты энергии не квантуются. Такие электронные состояния являются двумерным электронным газом 2DEG.

Работа поддержана грантом РФФИ 11-02-00114 и грантом Программы П-03 Президиума РАН.

- [1] G.V. Benemanskaya, S.V. Ivanov, M.N. Lapushkin. Sol.St.Comm. 143 (2007) p. 476.
- [2] G.V. Benemanskaya, M.N. Lapushkin, S.N. Timoshnev. Surf.Sci. 603 (2009) p. 2474.
- [3] G.V. Benemanskaya, V.N. Zhmerik, M.N. Lapushkin, S.N. Timoshnev JETP Lett. 91 (2010) p. 671.

SURFACE STATES AND DRASTIC CHANGE IN VALENCE BAND SPECTRUM OF *n*-GaN(0001) UPON Ba ADSORPTION

G.V. Benemanskaya*, M.N. Lapushkin, S.N. Timoshnev.

Ioffe Physico-Technical Institute of RAS. Politechnicheskaya str. 26, 194021, St.Petersburg, tel. +7(812)2927317, *e-mail: Galina.Benemanskaya@mail.ioffe.ru

The photoemission study of the clean *n*-GaN(0001) surface and Ba/*n*-GaN(0001) interface is presented within the range of Ba submonolayer coverages. Experimental studies of the Ba/*n*-GaN interface were first carried out via synchrotron photoemission spectroscopy (BESSY II Germany) with exciting photon energy from 60 eV to 400 eV. Photoemission studies were performed *in situ* in a vacuum of 5×10^{-10} Torr. Normal valence-band photoemission spectrum and core-level spectra of Ga 3*d*, Ba 4*d*, Ba 5*p* have been obtained. Drastic change in the valence-band spectrum is found to be upon Ba adsorption. At Ba coverage of 0.3 ML the surface states are observed below the VBM at energy of 3.2 eV, 5.2 eV, 7.1 eV. Upon subsequent Ba adsorption, the significant narrowing of the valence-band spectra up to ~ 1 eV and the appearance of a new photoemission peak in the band gap at the Fermi level are found. It is revealed that Ba coverages induce cardinal change in the electronic properties with the creation of 2DEG in accumulation layer. The accumulation layer is found to originate from the formation of the narrow potential well due to downward band bending when conduction band edge at the surface lies below the Fermi level.

О ФЛУКТУАЦИИ ТОЛЩИНЫ СЛОЕВ В СВЕРХРЕШЕТКАХ НА ОСНОВЕ ІІІ-НИТРИДОВ КАК КАНАЛЕ РЕЛАКСАЦИИ МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ

<u>А.В. Кучук¹*</u>, В.П. Кладько¹, Н.В. Сафрюк¹, А.Е. Беляев¹, П.М. Литвин¹, Ю.И. Мазур², Б.С. Явич³

Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева Национальной академии наук Украины,

пр. Науки 41, 03028 Киев, Украина,

*e-mail: <u>an.kuchuk@gmail.com;</u> ²University of Arkansas, Department of Physics, 72701 Fayetteville, Arkansas, USA;

³ЗАО «Светлана-Оптоэлектроника», 194156 Санкт-Петербург, Россия;

Сверхрешетки (СР) на основе III-нитридов имеют большой потенциал для применения в качестве активных элементов приборов оптоэлектроники (лазеры, свето- и фотодиоды) и силовой электроники (диоды, тиристоры, транзисторы и т.д.). Однако, себестоимость технологии, а также проблемы получения высококачественных структур с наперед заданными свойствами ограничивают широкое применение приборов на основе III-нитридов в промышленности. Это, в первую очередь, связано с низким структурным совершенством слоев III-нитридов (плотность дислокаций 10°-10¹⁰ см⁻²), которое сильно влияет на их электрические и оптические свойства. Действительно, механические напряжения, уровень которых зависит от плотности дислокаций, сильно меняют ширину запрещенной зоны в III-нитридах (пьезоэлектрический эффект).

Попытки роста высококачественных слоев III-нитридов не прекращается по сегодняшний день, путем подбора соответствующих подложек, оптимальных параметров роста и т.д. Однако почти не изучена проблема влияния механических напряжений возникающих на интерфейсах слой/подложка или слой/слой на рост слоев III-нитридов. В данной работе сообщается о некоторых особенностях релаксации механических напряжений в СР III-нитридов и флуктуации толщины отдельных слоев СР как канале релаксации напряжений. Оба параметра, как толщина, так и величина механических напряжений сильно влияют на свойства слоев, особенно в случае СР, когда толщина отдельных слоев составляет около ~ 1-3 нм.

Для СР GaN/AIN выращенных с помощью молекулярно-пучковой эпитаксией с плазменной активацией азота (РАМВЕ) исследовано влияние типа темплейта, плотности дислокаций и трещин на уровень напряжений в них [1]. Для AlN-темплейтов СР растут без трещин и избыточная деформация релаксирует за счет образования большого количества дислокаций несоответствия. Однако, для GaN-темплейтов, более высокая начальная деформация в слоях СР приводит к растрескиванию слоев. В этом случае, материал между трещинами имеет меньшую плотность дислокаций. Кроме того, в обоих случаях наблюдаются флуктуации толщин барьер-яма от номинально заданных (Рис. 1a,b). Причем, это различие более выражено в случае СР выращенных на AIN- темплейтах, что очевидно, связанно с различным деформационным состоянием GaN-буфера на темплейтах GaN и AlN. Как видно на Рис. 1(с), до критической толщины квантовых ям (КЯ) GaN в CP GaN/AIN, эффект уменьшения толщины от номинально заданной толщины КЯ сильно зависит от механических напряжений в них. Поэтому, разная степень флуктуации толщин барьер-яма в СР GaN/AIN выращенных на темплейтах GaN и AIN можно рассматривать как один из каналов эластичной релаксации деформаций. Обсуждается механизм уменьшения толщины КЯ GaN, увеличения толщины AIN-барьеров, а также их корреляция с плотностью дислокаций (трещин) и уровнем напряжений в СР.

Для СР InGaN/GaN, полученных методом MOCVD (газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений) исследованы связь между уровнем деформации (релаксации) системы, содержанием индия в квантовых ямах, соотношением толщин яма/барьер и числом квантовых ям активной сверхрешетки [2]. Для этих СР также наблюдается существенная разница технологических и экспериментальных толщин слоев в периоде активной СР. Вероятно, это связано с тем, что по мере релаксации механических напряжений слои InGaN растут все толще, что в конечном итоге приводит к изменению деформационного состояния всей системы. Кроме того, наблюдается эффект роста концентрации индия при росте количества слоев что также можно объяснить релаксацией напряжений в системе. Действительно, при релаксации напряжений увеличивается скорость роста InGaN КЯ и содержания In в слоях, благодаря уменьшению времени десорбции атомов In с поверхности, и их захватом растущим слоем. Изменение скорости роста слоев, как и концентрации In, с количеством КЯ связано с влиянием деформационных полей на процессы адсорбции/десорбции атомов растущими слоями.

Подобный эффект изменения скорости роста слоев наблюдался и для CP AlGaN/GaN. Если учесть тот факт, что толщины слоев исследуемых CP находятся в докритической области, то релаксация напряжений в них благодаря упругому взаимодействию между дислокациями несоответствия не представляется возможной. Следовательно, здесь работают другие каналы эластичной релаксации, такие как, например, самопроизвольное изменение толщин слоев (состава).



Рис.1. Номинальная толщина квантовых ям (КЯ) GaN (a) и разница между актуальной и номинальной толщиной (Δt_{AIN}) AIN-барьеров (b) в зависимости от актуальной толщины КЯ GaN для CP GaN/AIN выращенных на GaN- и AIN-темплейтах. Сплошная кривая в (a) соответствует одинаковой актуальной и номинальной толщины КЯ GaN ($\Delta t_{GaN} = 0$). (c) – относительное уменьшения толщины КЯ GaN и относительное механическое напряжение в CP GaN/AIN в зависимости от толщины слоев CP (пунктирная линия соответствует критической толщины КЯ GaN - $t_{cr.} \sim 3$ нм).

[1] V.P. Kladko, A.V. Kuchuk, N.V. Safryuk et al. J. Phys. D: Appl. Phys., 44, 025 403 (2011).

[2] В.П. Кладько, А.В. Кучук, Н.В. Сафрюк и др. Физика и техника полупроводников, 45, 770 (2011).

ON THE FLUCTUATION OF LAYERS THICKNESS IN THE SUPERLATTICES BASED ON III-NITRIDES AS A CHANNEL OF MECHANICAL STRESS RELAXATION

<u>A.V. Kuchuk</u>^{1*}, V.P. Kladko¹, N.V. Safryuk¹, A.E. Belyaev¹, P.M. Lytvyn¹, Yu.I. Mazur², B.S. Yavich³ ¹V. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, pr. Nauky 41, 03028 Kyiv, Ukraine

*e-mail: an.kuchuk@gmail.com;

²University of Arkansas, Department of Physics, 72701 Fayetteville, Arkansas, USA; ³Svetlana Optoelectronics JSC, 194156 Saint-Petersburg, Russia;

Superlattices (SL) based on III-nitrides have great potential for application in optoelectronics (UVphotodetectors, light emitting and laser diodes) as well as in electronics (high-speed switches, hightemperature and high-current transistors). In recent years, great efforts have been made to growth of highquality SLs based on III-nitrides using various methods, because their efficiency is limited by their structural perfection, e.g. quality of the interfaces, densities of dislocations (10^9-10^{10} cm⁻²), etc. The density of dislocation specifies the strain level in SL that consequently influenced on optic properties due to the straininduced modification of the bandgap (the piezoelectric effect). The precise control of the well's thickness is another factor that influenced on optical properties of SL's. In this work, it was shown that the unintentional fluctuation of layers thickness in the superlattices based on III-nitrides (AIN/GaN, InGaN/GaN, AIGaN/GaN) acts as a channel of mechanical stress relaxation.

ВЛИЯНИЕ РАСХОДА ЛЕГИРУЮЩЕЙ ПРИМЕСИ НА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СЛОЕВ GaN:Mg, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ МОС-ГИДРИДНОЙ ЭПИТАКСИИ

<u>А.В. Мазалов^{1*}</u>, А.А. Падалица¹, Д.Р. Сабитов¹, В.А. Курешов¹, А.А. Мармалюк^{1,2}, Р.Х. Акчурин² ¹ООО «Сигм Плюс», 117342, г. Москва, ул. Введенского, 3, *e-mail: AleksandrMzl@yandex.ru. ²МИТХТ им. М.В. Ломоносова, 119571, г. Москва, проспект Вернадского, 86.

Благодаря большой ширине запрещенной зоны, высокой теплопроводности, химической и термической стабильности GaN перспективен для производства оптоэлектронных приборов, работающих в синем и ультрафиолетовом диапазонах. Ключевым моментом при создании таких приборов является получение эпитаксиальных слоев GaN р-типа проводимости. В качестве легирующей примеси обычно используют Mg, внедрение и активация которого сопряжены с рядом трудностей. В данной работе были исследованы фотолюминесцентные характеристики слоев GaN:Mg, выращенных методом MOC-гидридной эпитаксии. Рост проводился на установке AIX2400G3-HT. TMGa и NH₃ использовались в качестве источников галлия и азота, соответственно. Водород являлся газом носителем. Бисциклопентадиэнил магния (Cp₂Mg) использоваля в качестве источника легирующей примеси. Давление и температура в реакторе поддерживались в диапазоне 200-250 мбар и 1000 - 1100 °C для всех образцов соответственно. Концентрация носителей заряда определялась при помощи измерений ЭДС Холла. Измерения спектров фотолюминесценции проводились при комнатной температуре на установке «RPMSigma». Для фотолюминесцентных измерений использовался источник накачки с длиной волны 266 нм.

На рис. 1 представлена зависимость концентрации носителей заряда от расхода Cp₂Mg.



Рис. 1. Зависимость концентрации дырок от расхода Cp₂Mg.

Видно, что с увеличением расхода происходит рост концентрации дырок в слоях нитрида галлия, но по достижению величины расхода 180 см³/мин происходит ее уменьшение. Одной из причин этого может являться тот факт, что большая часть атомов Mg не участвует в создании носителей заряда и при превышении определенной концентрации является источником дефектов донорного типа [1].

На основе данных полученных в ходе фотолюминесцентных измерений указанных образцов была выявлена корреляция между длиной волны излучения и расходом легирующей примеси – с увеличением расхода Ср₂Мg происходит близкое к линейному увеличение длины волны (рис. 2). У нелегированного GaN максимум спектра фотолюминесценции находится в районе 365 нм, что соответствует переходам между зоной проводимости и валентной зоной. При увеличении концентрации легирующей примеси наблюдается существенное снижение интегральной (по спектру) интенсивности фотолюминесценции, что говорит об увеличении концентрации центров безызлучательной рекомбинации. Также становится заметным появление новой полосы фотолюминесценции с максимумом при ≈ 385 нм.



Рис. 2. Зависимость длины волны излучения от расхода Cp₂Mg.

Этот пик, скорее всего, соответствуют излучательной рекомбинации электронов при переходе между зоной проводимости и акцепторным уровнем, который связан с атомами Mg.

При дальнейшем увеличении концентрации акцепторной примеси, полоса с максимумом при ≈ 427 нм становиться доминирующей в спектре фотолюминесценции. Появление этой полосы связывают с излучательными переходами электронов с глубоких донорных уровней на акцепторный уровень [1, 2].

Таким образом, исследование фотолюминесцентных характеристик является неразрушающим методом, позволящим судить об уровне легирования слоев GaN:Mg.

[1] J.K. Sheu, G.C. Chi. The doping process and dopant characteristics of GaN. Journal of physics: Condensed matter, 2002, p. 657–702.

[2] Eri Ogawa, Tamotsu Hashizume1. Variation of Chemical and Photoluminescence Properties of Mg-Doped GaN Caused by High Temperature Process. Japanese Journal of Applied Physics, 50, 2011.

THE INFLUENCE OF DOPANT CONCENTRATION ON PHOTOLUMINESCENCE PROPERTIES OF Mg-DOPED GaN LAYERS GROWN BY MOCVD

<u>A.V. Mazalov¹</u>, A.A. Padalitsa¹, D.R. Sabitov¹, V.A. Kureshov¹, A.A. Marmalyuk^{1,2}, R.Kh. Akchurin²

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

²Moscow State Academy of Fine Chemical Technology, 86 Vernadskogo Ave., 119571 Moscow, Russia

The III–V nitride semiconductors have great potential for use in optoelectronics and high power electronic devices due to their wide band gaps and high-temperature stability. The purpose of this work is to investigate the influence of Cp2Mg on the photoluminescence and electrical properties of p-type GaN samples.

The hole concentrations of the Mg-doped GaN films decrease with increase of Cp2Mg flow rate when the flow rates are higher than 180 cm^3 /min. This could be attributed to only a few Mg atoms acting as acceptors and the major part of Mg atoms is electrical inactive promoting formation of native donor defects. Thus the films showing lower hole concentration.

The undoped GaN exhibits an emission peak at 365 nm which corresponds the transition between conduction band and valence band. The PL spectrum of Mg-doped GaN exhibits an emission peak that shifts to 385 nm. It was assigned to a transition from a conduction band to a shallow Mg-related acceptor level. The emission peak around 427 nm appeared in the highly Mg-doped GaN sample can be attributed to the donor–acceptor transition.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОБРАЗОВАНИЯ ИНТЕРФЕЙСА AIN/Al₂O₃ в результате нитридизации сапфира

<u>И.В Мутигуллин</u>^{1*}, К.К. Абгарян¹, Д.И. Бажанов², К.С. Журавлев³, Т.В. Малин³

¹ Учреждение Российской академии наук Вычислительный центр им. А.А. Дородницына РАН. Ул. Вавилова, д. 40, 119333 Москва, тел. +7(499)1352489, e-mail: mutigullin@gmail.com;

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова. Ленинские горы д. 1, стр. 2, физический факультет, 119991, Москва;

³ Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН. Пр. академика Лаврентьева, 13, 630090, Новосибирск.

Нитриды элементов третьей группы являются перспективными материалами для производства коротковолновых оптических излучателей и детекторов, а также приборов высокочастотной электроники. Благодаря большой ширине запрещенной зоны сплавы Al_xGa_{1-x}N могут применяться в производстве светоизлучающих диодов, транзисторов с высокой подвижностью электронов, оптических устройствах хранения информации с высокой плотностью, ультрафиолетовых излучаетелей и фотодетекторов. За счет значительного рассогласования периодов решетки и коэффициентов теплового расширения рост слоев Al_xGa_{1-x}N на сапфировой подложке сопровождается зарождением дислокаций с высокой плотностью, что, в свою очередь, приводит к ухудшению электрофизических свойств гетероструктуры. Для уменьшения этого рассогласования и улучшения качества слоев Al_xGa_{1-x}N часто используют буферный слой AlN.

В данной работе проведено экспериментальное и теоретическое исследование ранней стадии формирования интерфейса AlN/Al₂O₃. Исследованы структурные свойства слоев AlN, выращенных на подложке сапфира, а так же структура интерфейса AlN/Al₂O₃.

Тонкие пленки AIN выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии в результате нитридизации аммиаком поверхности (0001) подложки сапфира толщиной 430 мкм. Перед началом роста проводился отжиг подложки в вакууме при температуре T=900°C в течение 20 минут, после чего производилось нанесение аммиака при температуре T=900°C в течение 10 минут, поток аммиака составлял 20 см³/мин. В результате образовывался тонкий слой AIN. Исследование методом дифракции быстрых электронов позволило определить параметры решеток подложки и AIN и взаимную ориентацию решеток. Эксперимент показал, что угол между решетками AIN и сапфира составляет 30°. Эффективное рассогласование параметров решеток составило 8-9%.

Ранняя стадия нитридизации поверхности сапфира исследовалась с помощью расчетов из первых принципов в рамках теории фунционала электронной плотности. Были рассмотрены такие элементарные процессы как адсорбция атомов азота на поверхности (0001) сапфира и их диффузия в подложку, а так же структура интерфейса AlN/Al₂O₃.

THEORETICAL STUDY OF AIN/Al₂O₃ INTERFACE FORMATION AS A RESULT OF SAPPHIRE NITRIDATION

I.V. Mutigullin¹, K.K. Abgaryan¹, D.I. Bazhanov², K.S. Zhuravlyov³, T.V. Malin³

¹ Institution of Russian Academy of Sciences Dorodnicyn Computing Centre of RAS. Vavilov st. 40, 119333 Moscow, tel. +7(499)1352489, e-mail: mutigullin@gmail.com;

² Faculty of Physics M.V. Lomonosov Moscow State University, Leninskie Gory 1, 119991, Moscow;
 ³ Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences. Lavrentieva avenue, 13, 630090, Novosibirsk.

In this work we report on experimental and theoretical study of the early stage of AlN/Al₂O₃ interface formation. Structural properties of AlN layers grown on sapphire substrate as well structural properties of AlN/Al₂O₃ interface are ivestigated. AlN thin films were grown by ammonia molecular beam epitaxy on (0001) sapphire (Al₂O₃) substrate. The RHEED investigation made possible to determine lattice parameters and mutual orientation of the lattices of the substrate and AlN layer. *Ab initio* calculations in the framework of Density Functional theory were performed in order to model the early stage of sapphire initidation. This included Nitrogen atoms adsorption and diffusion into substrate as well as AlN/Al₂O₃ interface modeling.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ДИФРАКЦИИ ОТРАЖЕННЫХ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ДЛЯ КОНТРОЛЯ РЕЛАКСАЦИИ УПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ ПРИ РОСТЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ СОЕДИНЕНИЙ А³N МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВОЙ ЭПИТАКСИИ

<u>Д.В. Нечаев</u>*, А.М. Мизеров, В.Н. Жмерик, С.В. Иванов

ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, 194021, Санкт-Петербург, тел. 8(906)2444601, e-mail: Nechaev.dv.spb@yandex.ru

Одним из наиболее существенных достоинств технологии молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) соединений А³N является ее возможности по прецизионному контролю выращиваемых слоев и гетероструктур (ГС) с помощью метода дифракции отраженных быстрых электронов (ДОБЭ). Этот метод позволяет определять *in situ* не только скорость роста слоев и их морфологию, но и измерять значения кристаллографических постоянных решеток, что позволяет оценивать упругие напряжения в ГС [1]. В отличие от других методов, в которых для аналогичных оценок используется соотношение Стонье, позволяющее по измерениям кривизны подложки (с помощью анализа отражения лазерного или рентгеновского излучений) определять произведение упругих напряжений на толщину слоя, в методе ДОБЭ измеряется расстояние между дифракционными рефлексами. Это позволяет определять мгновенные значения а-постоянной решетки. Однако, техническая реализация этого метода затрудняется недостаточно высоким разрешением современных видеокамер и низкой производительностью вычислительной техники, что требует разработки специальных алгоритмов обработки больших массивов видеоинформации. Целью данной работы являлась разработка алгоритмов анализа картин ДОБЭ для мгновенных измерений апостоянной решетки А³N-соединений во время роста ГС на их основе с чувствительностью определения $\Delta a/a < 1\%$.

В работе использовалась установка МПЭ с плазменной активацией Compact21T, с помощью которой исследовался рост ГС на основе бинарных соединений: GaN/AlN, AlN/GaN, InN/GaN на подложках с- Al_2O_3 в стандартных условиях. Кроме того, исследовался рост ГС тройных соединений $In_{0.3}Ga_{0.7}N$ и $In_{0.4}Ga_{0.6}N$ в азот-обогащенных условиях на буферном слое $GaN(000\overline{I})$ при различных температурах роста (630°С и 480°С), что привело к различной морфологии полученных наноколончатых структур. И, наконец, исследовалась релаксация напряжений в короткопериодной сверхрешеточной (КПСР) структуре $Al_xGa_{1,x}N/SL{AIN(5.7nm)/Al_xGa_{1,x}N(4.3nm)}_{30}(x=0.77)/AIN$, которая выращивалась в азот- и Ga-обогащенных условиях, соответственно. Во время роста ГС использовалась система ДОБЭ с энергией электронов до 30 кэВ, оборудованная ПЗС-камерой ЭВС VEC 135 с разрешением матрицы 1.3 Мпиксел. Для контроля *а*-постоянной решетки нами был разработан алгоритм анализа картин ДОБЭ, включающий в себя этапы: і) математической видеоизображений картин дифракции; ii) определения обработки центров рефлексов. межрефлексных расстояний и рассогласования слоев (Да/а). В алгоритме применялись методы шумоподавления и статистического анализа с использованием Гауссовой аппроксимации рефлексов согласно итерационному алгоритму Левенберга-Марквардта. В дополнение к ДОБЭ рост всех слоев контролировался с помощью лазерной рефлектометрии.

Применение разработанной методики для анализа упругих напряжений в слоях бинарных соединений с толщиной >200nm показало полную и практически мгновенную релаксацию упругих напряжений в ГС InN/GaN ($\Delta a/a \sim 11\%$), что соответствует критической толщине <1MC [2]. Для ГС с меньшим рассогласованием (GaN/AlN и AlN/GaN с $\Delta a/a \sim \pm 2.5\%$) наблюдалась значительно меньшая скорость релаксации упругих напряжений. Эти измерения позволили определить, что для соединений А³N изменению $\Delta a/a \sim 1\%$ соответствует изменение межрефлексного расстояния на 1.3 пиксел видеоизображения картины ДОБЭ.

Рисунок 1 демонстрирует изменение деформации *а*-постоянной решетки во время роста ГС на основе InGaN при различных температурах. Из приведенных графиков следует вывод, что в слоях InGaN, выращенных при низкой температуре (рис.1а), наблюдается более высокая скорость изменения деформации по сравнению с высокотемпературным ростом (рис.1b). Данные растровой электронной микроскопии обнаружили разную морфологию этих структур: высокотемпературные слои In_{0.3}Ga_{0.7}N имели вид наноблоков с диаметром основания 200-400нм, в то время как низкотемпературные слои In_{0.4}Ga_{0.6}N продемонстрировали наноколончатую морфологию с диаметром наноколончатую морфологию с особлати и малая толщина метаморфного роста (15-20нм) при низкотемпературном росте позволяет сделать вывод о существенной роли межзеренных границ в релаксации упругих напряжений.





Рис.1. Графики изменения рассогласования слоев InGaN с буферным слоем GaN во время роста гетероструктур $In_{0.4}Ga_{0.6}N/GaN$, T_S =480°C (*a*) и $In_{0.3}Ga_{0.7}N/GaN$, T_S =630°C (*b*).

Рис.2. График изменения рассогласования сверхрешетки $Al_{0.77}Ga_{0.23}N/AIN$ с периодом 10нм и слоя $Al_{0.77}Ga_{0.23}N$ относительно буферного слоя AIN, измеренный ДОБЭ во время роста этой ГС.

Рисунок 2 демонстрирует сложное поведение рассогласования постоянной решетки в структуре с КПСР, выращенной на буферном слое AIN. Из анализа этой зависимости следует, что в начале роста КПСР усредненное значение постоянной решетки оставалось постоянным и лишь после роста 8-10 периодов КПСР (~100 нм) начинали наблюдаться периодические осцилляции деформации, связанные с ростом рассогласованных слоев КПСР, а также постепенное возрастание остаточной деформации, что свидетельствует о сложной картине релаксации упругих сжимающих напряжений в таких ГС. В докладе будут обсуждаться причины подобного сложного поведения структур с учетом переменной морфологии слоев КПСР, полученных при различных стехиометрических условиях.

Таким образом, продемонстрирована эффективность разработанного алгоритма анализа картин ДОБЭ для *in situ* измерений релаксации упругих напряжений в ГС системы (AlInGa)N с минимальным значением регистрируемых деформаций до $\Delta a/a \sim 0.25\%$, что позволяет проводить детальные исследования этих процессов. В частности, определены различные скорости релаксаций напряжений в наноструктурах InGaN в зависимости от их морфологии, а также обнаружен сложный характер релаксации упругих напряжений в КПСР на основе AlGaN.

[1] A. Bourret, C. Adelmann, B. Daudin, J. L. Rouvie're, G. Feuillet, G.Mula, Phys. Rev. B 63, 245307 (2001).

[2] A. Yoshikawa, N. Hashimoto, N. Kikukawa, S. B. Che, Y. Ishitani, Appl. Phys. Lett. **86**, 153115, (2005).

APPLICATION OF REFLECTION HIGH ENERGY ELECTRON DIFFRACTION TO STRAIN MONITORING DURING MOLECULAR BEAM EPITAXY OF III-N HETEROSTRUCTURES

D.V. Nechaev*, A.M. Mizerov, V.N. Jmerik, S.V. Ivanov

Ioffe Physico-Technical Institute Polytekhnicheskaya, 26, 194021, St Petersburg phone. 8(906)2444601, e-mail: Nechaev.dv.spb@yandex.ru;

We report on employing the reflection high energy electron diffraction (RHEED) for *in situ* monitoring of the strain relaxation in the (AlGaIn)N heterostructures grown by plasma assisted molecular beam epitaxy. The minimum detectable instant value of the strain $\Delta a/a \sim 0.25\%$ has been achieved by the development of an effective algorithm of the RHEED pattern analysis with the statistical treatment of the videoimage data and Gaussian approximation of the RHEED reflexes. The growth of the heterostructures with binary compounds (InN/GaN, GaN/AIN), ternary alloys (InGaN-, AlGaN-based), and AlGaN/AIN superlattices, demonstrating different signs, values and relaxation rates of the elastic strain, has been studied in details.

МЕХАНИЗМ ТОКОПЕРЕНОСА В ОМИЧЕСКОМ КОНТАКТЕ К GaN И ДРУГИМ СОЕДИНЕНИЯМ А³В⁵ С ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ДИСЛОКАЦИЙ

<u>А.В. Саченко¹</u>, А.Е. Беляев¹, Н.С. Болтовец², Р.В. Конакова^{1*}, Я.Я. Кудрик¹, С.В. Новицкий¹, В.Н. Шеремет¹

¹Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАН Украины, просп. Науки, 41,

03028, Киев, тел. +3(044)525-61-82, *e-mail:konakova@isp.kiev.ua;

²Государственное предприятие НИИ «Орион», 03057 Киев, Украина

В последнее время стали появляться публикации о наблюдении аномальных зависимостей контактного сопротивления R_c в омических контактах к полупроводникам с большой плотностью дислокаций. Наблюдаемые аномалии заключаются в том, что в области комнатных и более высоких температур контактное сопротивление растет с увеличением температуры. В частности, такие зависимости наблюдались в работах [1-3] в контактах *In-n-GaP* и *In-n-GaN*. В работе [4] растущее с температурой контактное сопротивление наблюдалось в омических контактах к *p-* и *n-* типу *InP*. Полученные в данных работах экспериментальные зависимости $R_c(T)$ противоречат термоэлектронному механизму токопрохождения, при реализации которого величина R_c с возрастанием температуры должна уменьшаться. Ничего, по сути, не меняется, если реализуется термололевой механизму токопрохождения. Уточним, что в данном случае речь идет контактах Шоттки, когда изгиб зон в приконтактной области полупроводника истощающий.

В работах [1-3] полученные результаты были объяснены при использовании предположения, что в полупроводниках с большой концентрацией дислокаций токопрохождение лимитируется сопротивлением металлических шунтов, заполняющих дислокации. Поскольку сопротивление металлов при температурах выше температуры Дебая растет линейно с температурой, то следует ожидать проявления линейно растущей температурной зависимости R_c . Вместе с тем, не были объяснены некоторые экспериментальные особенности поведения R_c в контактах металл - GaN. В частности, при низких температурах участку роста предшествовал участок спада, величины контактного сопротивления слабо зависели от уровня легирования, так, например, при изменении уровня легировании более чем на два порядка контактное сопротивление при комнатной температуре изменялось не более чем в два раза.

В работе [4] полученный результат качественно объяснялся тем, что в полупроводниках со ступенькой легирования (с n- n^+ переходом) возможно ограничение протекающего тока диффузионным подводом, и при этом считалось, что величина $R_c \sim T^2$. Однако подробный анализ, выполненный ранее в работе [5] для контактов Шоттки со ступенькой легирования показал, что в контактах Шоттки за исключением слабо легированных полупроводников с концентрацией электронов $\leq 10^{15}$ см⁻³ протекающий ток определяется не диффузионным ограничением, а термоэлектронной эмиссией. Если говорить точнее, то при этом реализуется не диффузионная теория токопрохождения в контакте, а диодная. При этом температурные зависимости R_c в рамках ростом температуры.

В настоящей работе предложена новая концепция, в рамках которой сочетаются оба механизма, рассмотренные в работах [1 - 4]. В комбинации эти два механизма позволяют объяснить спадающие с ростом температуры зависимости R_c при низких температурах и растущие с ростом температуры при более высоких температурах не только для омических контактов металл - *GaP* и *GaN*, но и для контактов на основе других полупроводников с достаточно высокой плотностью дислокаций в приконтактной области полупроводника. Проведено сравнение теории с экспериментом и показано, что, как правило, между ними может быть получено количественное совпадение, достигаемое только в случае, если ток протекает через участки обогащенные электронами. На рис. 1-4 приведены теоретические и экспериментальные зависимости $R_c(T)$ для омических контактов *In-n-GaN*, *Au-TiB_x-Al-Ti-n⁺-n⁺-GaN* (рис. 1), *Au-TiB_x-AuGe-n-n⁺-InP* (рис. 2), In-n-GaP, *Au-TiB_x-AuGe-n-GaP*(рис. 3), *In-n-GaAs*, *Au-TiB_x-AuGe-n-n⁺-GAAs* (рис. 4). Зависимости $R_c(T)$ для контактов *In-GaN* (*GaAs*) взяты из [1-3]. Реализация предложенного механизма не исключает возможности спада R_c с ростом температуры. Это более вероятно в структурах с малой энергией оптического фонона и может быть проиллюстрировано на примере омического контакта *In-n-GaAs* (2) и *Au-TiB_x-AuGe-n-n⁺-GaAs* (рис. 4).

Предложенный механизм протекания тока, проявляющийся в температурной зависимости $R_c(T)$ омического контакта должен реализовываться в случае широкозонных полупроводников с большой концентрацией дислокаций и поверхностных состояний в контакте.



Рис. 1 $R_c(T)$ омического контакта *In- n-GaN* (кривые 1-3) [1-3] и *Au-TiB_x-Al-Ti- n⁺-n-n⁺-GaN* (кривая 4) — наши данные. Точки — эксперимент, линии – теория.



Рис. 3 $R_c(T)$ омического контакта *In- n-GaP* [1] и *Au-TiB_x-AuGe- n-GaP* (вставка) – наши данные. Точки – эксперимент, линии – теория.



Рис. 2 $R_c(T)$ омического контакта Au(2000Å)- $TiB_2(1000\text{Å})-Au(250\text{Å})-Ge(250\text{Å})-n-n^+-n^+-InP.$



Рис. 4 $R_c(T)$ омического контакта *In- GaAs* (кривая 1) [2] и Au-*TiB_x*-AuGe -n-n⁺-GaAs (кривая 2) – наши данные. Точки – эксперимент, линии – теория.

- [1] Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг и др., Письма ЖТФ, **30** (19), 17 (2004)
- [2] Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг.ФТП, 41 (11), 1281 (2007)
- [3] В.Н. Бессолов, Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, и др. ФТП, 42 (11), 1345 (2008)
- [4] Th. Clausen and O. Leistiko, Ib Chorkendorff and J. Larsen. Thin Solid Films, 232, 215 (1993)
- [5] R.K. Kupka, W.A. Anderson. J. Appl. Phys. 69 (6), 3623 (1991)

A MECHANISM OF CURRENT TRANSPORT IN OHMIC CONTACTS TO GaN AND OTHER III–V COMPOUNDS WITH HIGH DISLOCATION DENSITY

<u>A.V. Sachenko¹</u>, A.E. Belyaev¹, N.S. Boltovets², R.V. Konakova^{1*}, Ya. Ya. Kudryk¹,

S.V. Novitskiy¹, V.N. Sheremet¹

¹V. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, NAS Ukraine,

41 Nauky Prospect, Kyiv 03028, Ukraine

Tel.: (380-44) 525-61-82; Fax: (380-44) 525-83-42; e-mail: konakova@isp.kiev.ua;

²State Enterprise Research Institute "Orion", 8^a Eugene Pottier St., Kyiv, 03057, Ukraine

We advance a new concept for mechanism of current transport in ohmic contacts to wide-gap semiconductors with high density of surface states and dislocations in the near-contact region of semiconductor. It takes into account current transport through the metal shunts localized on dislocations as well as that related to diffusion input of charge carriers. The concept makes it possible to explain growth of contact resistivity with temperature.

РЕНТГЕНОВСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СВЕРХРЕШЕТОК InGaN/GaN С РАЗНЫМ КОЛИЧЕСТВОМ КВАНТОВЫХ ЯМ

<u>Н.В. Сафрик^{1*}</u>, В.П. Кладько¹, А.В. Кучук¹, А.Е.Беляев¹, В.Ф.Мачулин¹, Р.В.Конакова¹, Б.С. Явич², Б.Я. Бер³, Д.Ю. Казанцев³

¹Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева Национальной академии наук Украины,

просп. Науки 41, 03028, Киев-28, Украина

тел.+3(44)5255853, e-mail:n.safriuk@gmail.com

²ЗАО "Светлана-Оптоэлектроника", 194156 Санкт-Петербург, Россия

³Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-

Петербург, Россия

Сверхрешеточные структуры InGaN/GaN широко исследуются уже несколько десятков лет из-за использования в оптоэлектронных приборах, таких как светодиоды, лазерные диоды, приборы цветной печати и дисплеи. Хотя сейчас существует много методов роста данных структур, но получить их с прогнозируемыми характеристиками очень сложно. Большие несоответствия решеток активных слоев и подложки приводят к образованию большой плотности дислокаций и появлению пьезоэлектрических полей. Для структур свойственны флуктуации состава, а также фазовая сепарация и поверхностная сегрегация, в основном, атомов индия [1].

Основной целью работы являлось исследование влияния архитектуры активной области (количество квантовых ям) на деформационное состояние и компонентный состав InGaN/GaN системы, настроенной на длину волны излучения 460 нм. Структуры отличались числом ям в сверхрешетках (СР) - 1, 3, 5. Исследования проводились с помощью комбинации методов высокораздельной рентгеновской дифрактометрии (ВРРД) и вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС).

В роботе показано, что для всех структур имеет место частичная релаксация на нижней гетерогранице, то есть напряжение снимается между активной СР и буферным GaN, за счет наличия буферной СР. Об этом свидетельствует то, что параметры решеток буферного слоя сильно отличаются от усредненных параметров решеток СР. Как и в предыдущей нашей работе [2], здесь наблюдается несовпадение номинальных толщин с экспериментально полученными величинами. При изменении количества периодов активной СР наблюдалась разная степень отклонения от технологически заданных толщин слоев GaN и InGaN, а также изменялся состав слоя InGaN, о чем можно сделать выводы из карт обратного пространства и кривых дифракционного отражения (здесь не представленных).

Природу эффекта роста концентрации индия с увеличением числа периодов СР можно объяснить следующим: при релаксации структур уменьшаются упругие поля и время десорбции атомов In из поверхности, из-за чего они захватываются поверхностью. В предыдущих роботах было показано, что при наличии данных полей эффективность вхождения In в решетку подавлялась [3, 4].



Рис. 2. Расчетная кривая зависимости критической толщины слоя ($h_{cr.}$) для CP In_xGa_{1-x}N/GaN от состава (x).

На рис.1 показано, что исследуемые СР находятся в докритической области с толщинами слоев меньше h_{cr} , где релаксация напряжений несоответствия не может происходить только из-за наличия дислокаций. Из проведенных измерений видно, что плотность дислокаций, как и радиус кривизны систем отличаются не сильно, но дислокационный состав СР разный. То есть, при

одинаковом изгибе и одинаковой плотности дислокаций структуры релаксируют по-разному. Соответственно, здесь работают каналы релаксации, которые отличаются от дислокационного канала, например, самовольное изменение толщин слоев (состава). В работе определено деформационное состояние активной СР и ее отдельных слоев, степень релаксации, а также период, толщины слоев и состав твердого раствора In_xGa_{1-x}N. Показано, что даже при малых концентрациях индия в КЯ происходит частичная релаксация многослойных структур, что влияет на распределение индия в слоях.

Показано, что процессы релаксации напряжений в многослойных структурах начинаются уже для СР с одной квантовой ямой. Степень релаксации растет с увеличением количества периодов СР. Рост уровня релаксации приводит к увеличению концентрации индия в КЯ. Также рост концентрации In в КЯ сопровождается изменениями толщин, как ям, так и барьеров.

[1] R. Singh, D. Doppalapudi, T.D. Moustakasa, L.T. Romano. Appl. Phys. Lett., 70, 1089 (1997).

[2] V.P. Kladko, A.V. Kuchuk, N.V. Safryuk, V.F. Machulin, P.M. Lytvyn, V.G. Raicheva, A.E. Belyaev, Yu.I. Mazur, E.A. DeCuir Jr, M.E. Ware, G.J. Salamo, J. Phys., D: Appl. Phys. 44, (2011) 025403.

[3] А.В. Сахаров, В.В. Лундин, Е.Е. Заварин, М.А. Синицын, А.Е. Николаев, С.О. Усов, В.С. Сизов, Г.А. Михайловский, Н.А. Черкашин, М. Hytch, F. Hue, Е.В. Яковлев, А.В. Лобанова, А.Ф. Цацульников. Физика и техника полупроводников, **43**, 841 (2009).

[4] V.V. Strelchuk, V.P. Kladko, K.A. Avramenko, O.F. Kolomys, N.V. Safryuk, R.V. Konakova, B.S. Yavich, M.Ya. Valakh, V.F. Machulin, and A.E. Belyaev. Semiconductors 44, 1199 (2010).

X-RAY INVESTIGATION OF InGaN/GaN MULTILAYERED STRUCTURES BY CHANGING OF NUMBER QUANTUM WELLS

<u>N.V. Safriuk^{1*}</u>, V.P. Kladko¹, A.V. Kuchuk¹, V.F. Machulin¹, A.E. Belyaev¹, R.V. Konakova¹, B.S. Yavich², B.Ya. Ber³, D.Yu. Kazanzev³

¹ Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, NAS of Ukraine, Prospect Nauky 41, 03028 Kyiv, Ukraine Tel.+3(44)5255853, e-mail:n.safriuk@gmail.com
² ZAO "Svetlana-Optoelectronics", P.O. Box 78, Saint-Petersburg,194156, Russian Federation

³Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, 26 Polytekhnicheskaya, St Petersburg 194021, Russian Federation

High-resolution X-ray diffraction was applied to study spatial distribution of deformations and structural perfection of $In_xGa_{1-x}N/GaN$ layers in multilayer structures grown by metalorganic chemical vapor deposition (MOCVD). A correlation between strain state (relaxation) of system, indium content within quantum wells, ratio of barrier-well thicknesses and quantity of quantum wells of an active superlattice (SL) is established. It was shown that partial relaxation have been observed even for structure with one quantum well. The main channels of relaxation were observed for these structures, such as formation of dislocations in layers, variations of content and the thicknesses of layers during growth. It was established that structural properties of SL mainly determined by processes of elastic strain relaxation, which depends on growth regimes: growth temperature of QW and their thickness.

ИДЕНТИФИКАЦИЯ МЕЛКИХ ДОНОРОВ И ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ В МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПОДЛОЖКАХ НИТРИДА АЛЮМИНИЯ

<u>В.А. Солтамов</u>*, И.В Ильин, А.А. Солтамова, Ю.Н. Макаров, Е.Н. Мохов, П.Г. Баранов

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая 26, 194021, С.-Петербург, тел. +7(812)2927320, *e-mail: victor_soltamov@mail.ru;

Номинально чистые кристаллы AlN имеют проводимость *n*-типа и характеризуются высоким сопротивлением, что обусловлено как наличием дефектов с глубокими уровнями, компенсирующими мелкие примеси, так и само-компенсацией мелких доноров в силу особых физических свойств последних, приводящих к образованию глубоких уровней в результате релаксационных процессов (DX релаксация). Для успешного создания оптических приборов на основе AlN необходимо обеспечить его максимальную оптическую прозрачность. Таким образом, важной прикладной задачей является с одной стороны найти примесь, позволяющую надежно получить п тип проводимости при комнатной температуре не подверженную DX релаксации, а с другой стороны, идентифицировать центры с глубокими уровнями, приводящие к ионизации донорной примеси, а также к появлению окраски кристаллов AlN, препятствующей их применению в оптоэлектроннике. Решению именно этих задач посвящена настоящая работа, в которой методы электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) и оптических подложках AlN.

Исследовалось несколько типов кристаллов AlN. На вставках к Рис. 1 приведены фотографии двух пластин AlN диаметром 15 мм, вырезанных из слитков AlN. Цвет кристаллов заметно отличается, что обусловлено различными условиями роста. Более светлый кристалл выращен при относительно низкой температуре роста 2120° С и перепадом температур между источником и затравкой 20° С. Температура роста более темного кристалла составляла около 2200° С, а перепад температур был менее 10° С. Направление роста [0001]Al. Технология роста включает в себя три этапа. На первом этапе производится синтез источника AlN из коммерческого порошка. Для этого порошок отжигается сначала в вакууме, затем в атмосфере азота до температуры 2200° С, в результате удается понизить концентрацию кислорода от нескольких процентов до 10^{19} см⁻³. На втором этапе выращивается кристалл AlN на подложках SiC. Рост ведется в замкнутых контейнерах из карбида тантала (TaC) при температуре источника $2050-2150^{\circ}$ С. Далее, с выращенного кристалла удаляется SiC и этот кристалла AlN, который разрезается на пластины.

Методом ЭПР в кристаллах AlN были идентифицированы три типа мелких доноров, обозначенные нами как D1, D2 и D3, отличающиеся шириной линий ЭПР. Поскольку ширина линии ЭПР обусловлена неразрешенными сверхтонкими взаимодействиями с лигандами, то это позволило установить позицию примеси в решетке кристалла. Примеси, ответственные за создание D1 и D2 мелких доноров, которые мы идентифицируем как кислород и углерод, подвержены DX релаксации и, очевидно, не являются подходящими кандидатами для применений. Целый ряд работ посвящен выяснению пригодности примеси кремния для создания мелких доноров в AIN. В литературе были приведены аргументы в пользу как DX релаксации мелких доноров на основе примеси кремния, так и приводились противоположные аргументы. При этом предполагалось, что спектры ЭПР, приписываемые примеси кремния, характеризуются чрезвычайно узкой линией ЭПР (менее 0.1 mT) с изотропным g фактором. Эти спектры ЭПР ранее наблюдались только после оптического возбуждения при низкой температуре и затем при нагревании исчезали в области температур примерно 50 К. В настоящей работе удалось наблюдать спектры ЭПР этих центров (обозначенных D3) при комнатной температуре без оптического возбуждения. Таким образом, модель DX релаксации для D3 мелких доноров, обусловленных примесью кремния, может быть исключена из рассмотрения.

В качестве примера на Рис.1 (а) показаны спектры ЭПР в образце #1 без света и после облучения видимым светом, зарегистрированные в ориентации В⊥с, на вставках показаны фотография образца коричневого цвета и спектры оптического поглощения до х-облучения и после х-облучения. Сигналы ЭПР вакансии азота V_N резко увеличиваются после х-облучения при 300 К, что коррелирует с увеличением интенсивности оптического поглощения в области 450 нм. Таким образом, делается вывод, что вакансия азота в нейтральной вакансии в щелочно-галоидных кристаллах, называемой F-центром. Интенсивность оптического поглощения (ОА) центров окраски позволяет контролировать наличие вакансий азота в АІN. Так, выращивание кристаллов в других условиях позволяло избежать образования высокой концентрации вакансий азота в образце #2. На Рис. 1 (б)

представлены спектры ЭПР в образце #2 без света и после облучения видимым светом, зарегистрированные в ориентации В⊥с, на вставке показана фотография образца прозрачного в видимой области. Видно отсутствие сигнала ЭПР V_N центров и оптического поглощения в полосе 450 нм. В то же время интенсивный сигнал мелких доноров, обозначенный как D2, наблюдается в обоих образцах. Узкая ширина линии свидетельствует о том, что донорная примесь занимает позицию алюминия, при этом наблюдается DX релаксация, в результате сигнал мелких доноров исчезает после нагревания до температуры примерно 50 К.

Проведение совместных исследований ЭПР, оптического поглощения и термолюминесценции, индуцированной рентгеновским облучением, позволили установить структуру центров окраски в AlN, представляющих собой нейтральную вакансию азота V_N^0 с полосой оптического поглощения в видимой области с максимумом 450 нм и донорным энергетическим уровнем ~0.75 эВ относительно зоны проводимости кристалла.



Рис.1. Спектры ЭПР в образце #1 без света и после облучения видимым светом, зарегистрированные в ориентации $B\perp c$, на вставках показаны фотография образца коричневого цвета и спектры оптического поглощения до х-облучения и после х-облучения (а); спектры ЭПР в образце #2 без света и после облучения видимым светом, зарегистрированные в ориентации $B\perp c$, на вставке показана фотография образца прозрачного в видимой области (b).

Работа была поддержана Министерством образования и науки РФ, ГК 14.740.11.0048, программами РАН и РФФИ.

IDENTIFICATION OF SHALLOW DONORS AND COLOR CENTERS IN SINGLE CRYSTALLINE ALUMINUM NITRIDE SUBSTRATES

<u>V.A. Soltamov</u>*, I.V. Ilyin, A.A. Soltamova, Yu.N. Makarov, E.N. Mokhov, P.G. Baranov Ioffe Physical-Technical Institute, Polytechnicheskaya 26, 194021, St. Petersburg, phone. +7(812)2927320, *e-mail: victor_soltamov@mail.ru;

X-band electron paramagnetic resonance was performed on three different types of AlN single crystals. This study revealed the presence of three different types of shallow donors, presumably oxygen located in the N site of the AlN lattice (D1), carbon (D2) and silicon (D3) both located in the Al site. Light induced EPR signals of D1 and D2 demonstrates DX relaxation. Thus, oxygen and carbon reduce the n-type conductivity of AlN. On the contrary D3 was observed without light illumination at room temperature so that, perhaps silicon can be used for successful n-type doping. Findings related to the deep-donor of the nitrogen vacancy V_N centers are presented. Correlation between the EPR measurements with termoluminescence analysis and optical absorption allowed as to estimate the level depth of V_N nearly 0.75eV under conduction band edge and the optical absorption band of the V_N to have a maximum at λ = 450nm.

ПОЛУЧЕНИЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК ТВЕРДОГО РАСТВОРА КАРБИДА КРЕМНИЯ С НИТРИДОМ АЛЮМИНИЯ МЕТОДОМ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО МАГНЕТРОННОГО РАСПЫЛЕНИЯ

Ш.М.Рамазанов*, М.К. Курбанов, Б.А. Билалов, Г.К. Сафаралиев

Дагестанский государственный университет, 367015 Махачкала, Россия. ramazanv@mail.ru

Твердые растворы карбида кремния с нитридом алюминия (SiC)_{1-x}(AlN)_x представляют значительный интерес, как широкозонные полупроводниковые материалы, которые позволяют существенно расширить диапазон использования SiC, открывают перспективы для создания высокотемпературных и высоковольтных силовых приборов, а также оптоэлектронных устройств для коротковолновой области видимого диапазона света и ультрафиолетовой области. В отличие от чистого AlN, твердые растворы могут обладать как n -, так и р-типом проводимости. При определенных составах (SiC)_{1-x}(AlN)_x обладают прямозонной структурой и перекрывают интервал энергий от 3 до 6,2эВ.

В литературе имеются сообщения о выращивании объемных кристаллов твердого раствора (SiC)_{1-x}(AIN)_x сублимационный "сэндвич" - метод ССМ. Однако ССМ в силу свойственных ему высоких температур выращивания и больших скоростей роста, а также сложности контролирования толщины не приемлем для получения тонких пленок (SiC)_{1-x}(AIN)_x и многослойных структур. В связи с этим в последнее время распространение получили ионно-плазменные методы, особенно метод магнетронного распыления (MP), что связано с широкой управляемостью процессами формирования пленок путем изменения технологических режимов. При MP температура осаждения пленок также значительно ниже, чем при ССМ.

Для мишеней широкозонных твердых растворов SiC-AlN магнетронное распыление на постоянном токе является проблематичным из-за их высокого удельного сопротивления. Использование магнетронного распыления на переменном токе высокой частоты позволило нам получить однородные пленки (SiC)_{1-x}(AlN)_x, с различными составами.

В качестве источника использовались поликристаллические мишени твердого раствора SiC-AlN, полученные прессованием смеси микронных порошков SiC и AlN при давлении 4МПа с последующим спеканием при 1700–1800°С в атмосфере азота в течение 60 мин. Мишени изготавливались в форме дисков диаметром 10 см и толщиной 0,5см. В качестве подложек применялись монокристаллические пластины 6H-SiC и сапфира. Перед осаждением подложки SiC подвергались химическому травлению в расплаве КОН при температуре 750К в течение 10 мин и многократно промывались в дистиллированной воде. Распыление проводилось в смеси газов Ar и N₂ при давлении от 1 до 12Па при выходной мощности высокочастотного генератора около 800 Вт. Толщина пленок зависела от скорости и времени осаждения. Скорость осаждения в свою очередь зависит от технологических параметров.

Состав полученных пленок однозначно зависит от состава мишени и парциального давления азота. На структуру пленок в большей степени влияние оказывает температура подложки. При температуре подложки ниже 600°С пленки имеют аморфную структуру (рис.1,а). С увеличением температуры формируется поликристаллическая структура, растет размеры зерен (рис.1,б). При температуре подложки свыше 1100°С в пленках наблюдается монокристаллическая фаза гексагональной структуры (рис.1,в). С дальнейшим ростом температуры подложки происходит сращивание монокристаллических островков, и формируются сплошные слои твердого раствора (SiC)_{1-x}(AIN)_x.



Рис.1. Оптические изображения пленок $(SiC)_{1-x}(AIN)_{x_2}$ полученных при различных температурах подложки (a) - 600°C, b) - 900°C, c) 1100°C). Увеличение 500 раз.

PREPORATION OF THIN FILMS OF SOLID SOLUTIONS OF SILICON CARBIDE WITH ALUMINIUM NITRIDE BY RF MAGNETRON SPUTTERING

<u>Sh. M. Ramazanov</u> *, M.K Kurbanov, B.A Bilalov, G.K. Safaraliev Dagestan State University, 367015 Makhachkala, Russia. ramazanv@mail.ru

RF magnetron sputtering were obtained semiconductors films $(SiC)_{1-x}(AIN)_x$ solid solutions of the required composition. The compositions of the films are uniquely dependent on the composition of the target and the partial pressure of nitrogen. On the structure of the films are more influenced by substrate temperature. At a substrate temperature below 600 °C films have an amorphous structure. With increasing temperature, the polycrystalline structure is formed, increasing the grain size. At a substrate temperature of over 1100 °C in films, the single-crystal phase of hexagonal structure. With further increase of substrate temperature is splicing of single-crystal islands and forming solid solution films of $(SiC)_{1-x}(AIN)_x$.

ПРИМЕСИ И ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ СОСТОЯНИЯ В ОБЪЁМНЫХ СЛОЯХ GaN, ПОЛУЧЕННЫХ ХЛОРИДНОЙ ГАЗОФАЗНОЙ ЭПИТАКСИЕЙ (ХГФЭ)

С.Н. Родин¹*, <u>Ю.А. Шафир²</u>, М.Ю. Кожокарь³

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

тел. +7 (812) 292-79-41, e-mail: s_rodin77@mail.ru;

²СПбГПУ. Ул. Политехническая, д. 29, Санкт-Петербург;

³РГПУ им. А.И. Герцена. Наб. реки Мойки, д. 48, 191186, Санкт-Петербург

Технология нитридных полупроводников и приборов на их основе в последние годы развивалась чрезвычайно динамично, что привело к значительным достижениям в улучшении качества получаемых приборных структур, расширению сферы их применения, увеличению срока службы. Однако, и на сегодняшний день остается без ответа ряд фундаментальных вопросов в области роста кристаллически совершенного нитрида галлия, нитридных слоев высокой чистоты, обладающих безупречными оптическими характеристиками.

Наиболее распространенные эпитаксиальные методы роста нитридов (газофазная эпитаксия из металлорганических соединений – ГФЭМОС и молекулярно-пучковая эпитаксия – МПЭ) имеют известные проблемы с включением посторонних примесей и возникновением глубоких уровней, связанные с технологическими и физическими основами этих методов [1].

Особенностью роста нитридов методом ХГФЭ является использование простых неорганических веществ, которые относительно легко поддаются очистке и являются доступными в виде материалов сверхвысокой степени чистоты. Также и химия процесса синтеза практически исключает загрязнение растущего слоя продуктами реакции. В ростовых системах ХГФЭ применяются такие конструкционные материалы и технология процесса, которые позволяют достичь выдающихся результатов по росту чистого арсенида галлия (GaAs), концентрация примесей в котором составляет N_d+N_a<10¹⁵ [2]. Таким образом, можно надеяться на значительный прогресс и в получении нитридных слоев высокой чистоты.

Для исследования слоев GaN, полученных методом ХГФЭ, были изучены спектры поглощения, фотолюминесценции, рентгеновской флюоресценции.

Данные ренттеновской флюоресценции, полученные на установке XP-1Apt M, показали что объемные (>100 мкм) слои нитрида галлия практически не содержат железа и других металлических примесей. Повышенная концентрация железа наблюдается в слоях на расстоянии 2-5 мкм от подложки и наиболее вероятно связана с его диффузионным проникновением из подложечной тэмплейт-структуры. На этих толщинах также обнаруживаются следы алюминия, что предположительно связано с его диффузией из подложечной структуры, содержащей AIN-слои или, что менее вероятно, из подложки Al₂O₃ (рис. 1).



Рис.1. Спектры рентгеновской флюоресценции ХГФЭ-GaN. В тонких слоях присутствует полоса железа «Fe K_a», также определяются следы алюминия (a); в объемном слое железо детектируется очень слабо (b).

Фотолюминесцентные исследования при T=77К показывают высокую интенсивность линии экситона, полуширина (FWHM ~ 22 мэВ) и положение линии (~ 3,44 – 3,45 эВ) свидетельствуют о высоком структурном совершенстве и низком уровне напряжений в объемных слоях. В тонких слоях (2 мкм) наблюдается смещение экситонной линии в коротковолновую область, что говорит о высоком уровне остаточных напряжений, и связано с ростом на инородной подложке. Во всех спектрах ФЛ присутствует полоса донорно-акцепторной рекомбинации, интенсивность которой в

объемных слоях значительно меньше интенсивности экситонного пика, а в тонких слоях (2 мкм) больше на целый порядок (рис 2).



Рис.2. Спектры ФЛ ХГФЭ-GaN при T=77К. Наблюдается существенное различие соотношения интенсивности экситонного пика и интенсивности полосы донорно-акцепторной рекомбинации в тонких слоях (а); и в объемном нитриде галлия (b).

Спектры поглощения слоев нитрида галлия демонстрируют, что плотность локализованных состояний в глубине запрещенной зоны (E < 3 эВ) крайне мала как в объемном слое, так и в тонких слоях. Интересные результаты дает оценка ширины запрещенной зоны по линеаризованным спектрам поглощения образцов. Для объемного GaN получено значение $E_g \sim 3,37$ эВ (при T=300 K), что хорошо коррелирует с данными фотолюминесцентных исследований. В тонких слоях наблюдается отклонение полученных значений в сторону меньших энергий (3,25 эВ). Это связывается с высокой плотностью локализованных состояний у границ запрещенной зоны, что в спектрах фотолюминесценции отражается в виде интенсивной полосы донорно-акцепторной рекомбинации.

Таким образом, проведенные исследования показали, что оптические свойства существенно улучшаются, а количество посторонних примесей снижается с увеличением толщины слоев GaN, полученных методом хлоридной эпитаксии.

М.М. Мездрогина и др., ФТП, 44, 338 (2010).
 М.В.Ботнарюк, Ю.В.Жиляев и др., ПЖТФ, 30, 25 (2004).

IMPURITY AND LOCALIZED STATES IN BULK HVPE-GaN

 S.N. Rodin¹*, <u>Yu.A. Shafir</u>², M.Yu. Kozohar³
 ¹Ioffe Institute. Polytechnicheskaya st. 26, St.Petersburg, phone. +7 (812) 292-79-41, e-mail: s_rodin77@mail.ru;
 ²SPSPU. Polytechnicheskaya st. 29, St.Petersburg;
 ³RSPU. Moyka 48, St.Petersburg

X-ray fluorescence showed that the bulk (>100 μ m) HVPE-GaN does not contain iron and other metal impurities. Increased concentration of iron observed in the layer at a distance of 2-5 μ m from the substrate and most likely related to its diffusion from the MOCVD-template-structure. High intensity of the exciton emission line of PL, its FWHM ~ 22 meV and the position (~3.44-3.45 eV) indicate high structural quality and low stress in the bulk GaN. Intensity of the donor-acceptor recombination band in bulk GaN is much smaller than the intensity of the exciton peak, and in thin layers (2-5 μ m) an order of magnitude more. The absorption spectra showed the absence of localized states deep in the band gap (E<3 eV).

This shown that the optical properties are significantly improved, and the number of impurities decreases with increasing thickness of the GaN, grown by HVPE.

КИНЕТИКА ОБРАЗОВАНИЯ КАПЕЛЬ Ga В ПРОЦЕССЕ РОСТА GaN ПРИ МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВОЙ ЭПИТАКСИИ С ПЛАЗМЕННОЙ АКТИВАЦИЕЙ

<u>П.А. Асеев</u>*, А.М. Мизеров, В.Н. Жмерик, С.В. Иванов

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН. Политехническая ул., 26, 194021 Санкт-Петербург, тел. +7(911)9194574, *e-mail: aseevpa@gmail.com

В молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией (МПЭ ПА) соединений А³N для используются получения атомарно-гладкой морфологии поверхности слоев обычно металл-обогащенные условия роста, что позволяет решить задачу повышения поверхностной подвижности адатомов в условиях относительно низких ростовых температур ($T_{s} \leq 700^{\circ}$ C) [1]. Такие условия используются в МПЭ ПА при росте слоев GaN:Mg с р-типом проводимости, гетероструктур с In-содержащими соединениями и др. Однако, при высоком соотношении потоков атомов третьей группы к потоку активированного азота ($F_{III}/F_{N*}>1.2$) на поверхности слоев часто наблюдается образование микрокапель Ga, критически ухудшающих оптические и электрофизические свойства гетероструктур. В настоящей работе исследовались процессы адсорбции/десорбции Ga с поверхности растущего слоя GaN при Ga-обогащенных условиях и влияние потока активированного азота на формирование капель Ga. Кроме того, ставилась задача развития МПЭПА с периодическими остановками процесса роста для низкотемпературной эпитаксии (T_s<700°C) слоев GaN с атомарно-гладкой и свободной от капель поверхностью.

Слои GaN(0001) с атомарно-гладкой поверхностью выращивались на буферных слоях AIN(200нм)/с-Al₂O₃ при температуре подложки T_{s} =700°С и соотношении потоков F_{III}/F_{N*} =1.2 с помощью установки МПЭ ПА Сотрасt 21Т, оборудованной системой лазерной рефлектометрии (ЛР) на основе полупроводникового лазера с длиной волны 532 нм и выходной мощностью 20 мВт. Регистрация изменений интенсивности отраженного лазерного луча во время и после осаждения калиброванного количества Ga использовалась для определения параметров адсорбции/десорбции атомов Ga с поверхности слоя GaN. Эксперименты проводились при различных значениях плотности галлиевого потока (F_{Ga}) и температуры подложки (T_{s}), варьировавшихся в диапазонах 0.1–0.8 мкм/час и 610–710°С соответственно. Слои GaN с микрокапельной фазой выращивались в сильно Ga-обогащенных условиях ($F_{Ga}/F_N>1.8$, T_s <700°С) при фиксированном потоке активированного азота F_{N*} =0.5 мкм/ч. Процессы постростового отжига слоев проводились на нагревателе ростовой установки. Температура подложки измерялась при помощи ИК-пирометра с точностью 5°С. Для характеризации морфологии слоев использовались растровая электронная и оптическая микроскопии (РЭМ и ОМ соответственно), а также дифракция отраженных быстрых электронов (ДОБЭ).

Рисунок 1 показывает сложный характер временной диаграммы изменения интенсивности отраженного лазерного излучения в процессе адсорбции/десорбции атомов Ga. Анализ диаграмм, полученных при различных условиях эксперимента, совместно с решением системы кинетических уравнений баланса позволили предположить наличие двух поверхностных состояний Ga: в стабильном Ga-адслое GaN и на поверхности Ga капель. На рисунке 2 представлены температурные зависимости десорбций из этих состояний, которые описываются аррениусовскими зависимостями с энергиями термической активации десорбции (*Ea*) 2.7 и 2.4 эВ соответственно. Это качественно и количественно соответствует моделям десорбции Ga из нескольких состояний с поверхности GaN, которые были построены на основании данных, полученных с помощью методов ДОБЭ и масс-спектроскопии [2,3].

Сравнительные исследования с помощью ЛР Ga-десорбции с поверхности капель Ga в вакууме (свободная десорция) и в азотной атмосфере позволили обнаружить дополнительную, десорбцию, скорость которой составила ~0.05 мкм/ч во всем интервале температур, которая, по-видимому, вызвана воздействием высокоэнергетичного азотного пучка на поверхность.

Для подтверждения полученных данных были выращены слои GaN, при T_s =680°C с микрокаплями Ga, имеющих форму шарового сегмента, со средними значениями диаметра 12 мкм, высоты 3 мкм и поверхностной плотности 10^5 см⁻². С помощью РЭМ и ОМ было определено, что скорость десорбции из Ga-капель в процессе роста составила 0.3 мкм/ч. Постростовой отжиг этих слоев при той же (ростовой) температуре привел к частичной десорбции Ga-капель со скоростью 0.25 мкм/ч, что соответствует результатам экспериментов по исследованию свободной десорбции Ga. Таким образом были подтверждены результаты экспериментов по азотностимулированной десорбции, проведенные с помощью метода ЛР.





Рис. 1. Временная диаграмма изменения интенсивности отраженного лазерного излучения в процессе адсорбции/десорбции Ga на/с GaN(0001) при *T_s*=680°С и *F_{Ga}*=0.5 мкм/ч.

Рис. 2. Зависимость скоростей свободной десорбции Ga из микрокапель Ga(квадраты) и адслоя (окружности) на поверхности GaN(0001) от температуры.

На основе полученных данных по десорбции Ga был разработан метод роста GaN слоев в сильно Ga-обогащенных условиях, в котором для предотвращения образования капель использовались периодические кратковременные остановки роста, во время которых происходила свободная десорбция избыточного Ga. Анализ изображений поверхности слоя GaN(0001), выращенного при T_{s} =680°C и F_{Ga}/F_{N} =1.9 с остановками роста на 8 минут после каждых 10 минут роста, показал, что на поверхности данного слоя отсутствуют Ga-микрокапли и, кроме того, линейчатый характер ДОБЭ свидетельствует об его атомарно-гладкой морфологии поверхности.

Таким образом, с помощью метода ЛР было подтверждено наличие и определены параметры двух возможных десорбционных состояний Ga на поверхности GaN – в адслое GaN и на поверхности Ga-микрокапель. Обнаружена дополнительная десорбция Ga под воздействием плазменно-активированного азота. В результате была разработана технология низкотемпературного (T_s <700°C) роста слоев GaN(0001) в сильно Ga-обогащенных условиях ($F_{Ga}/F_N>1.2$) с периодическими остановками роста, позволившая получить слои с атомарно-гладкой и свободной от капель поверхность.

[1] B. Heying, R. Averbeck, J. S. Speck et al., J. Appl. Phys. 88, 1855 (2000).

[2] O. Brandt, H. Yang, K. H. Ploog, Phys. Rev. B 54, 4432 (1996).

[3] G. Koblmüller, R. Averbeck. H. Riechert and P.Pongratz, Phys. Rev. B 69, 035325 (2004).

KINETICS OF Ga-DROPLETS FORMATION ON GaN DURING PLASMA ASSISTED MOLECULAR BEAM EPITAXY

P.A. Aseev*, A.M. Mizerov, V.N. Jmerik, S.V. Ivanov

Ioffe Physical-Technical Institute of RAS, Polytechnicheskaya st., 26, 194021, St. Petersburg, phone. +7(911)9194574, *e-mail: aseevpa@gmail.com

This paper describes the adsorption/desorption processes of the Ga-atoms on the GaN(0001) surface during plasma assisted molecular beam epitaxy (PA MBE). Using the laser reflectometry technique the two different desorbing states of either Ga adlayer at GaN film or Ga-droplets have been found. The desorption rates from these states showed the Arrhenius dependences on the surface temperature with the activation energies of ~2.7 and ~2.4 eV respectively. The additional Ga desorption induced by the activated nitrogen flux has been revealed at the typical PA MBE growth conditions. Finally, the low temperature (<700°C) technology of the GaN(0001) layers with the droplet-free atomically smooth surface has been developed by using PA MBE at the extremely Ga-rich stoichiometric conditions with the periodic growth interruptions to desorb the excess gallium from the surface.

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТОВ МОСУО РОСТА НА ФОТОЛЮМЕНЕСЦЕНЦИЮ InGaN СЛОЕВ

<u>Е. В. Луценко¹</u>, Н. В. Ржеуцкий¹, И. Е. Свитенков¹, С. В. Русинов¹, В. Н. Павловский¹, **В. 3. Зубелевич¹**, Г. П. Яблонский¹, Ö. Tuna², C. Giesen², B. Schineller², М. Heuken² ¹ Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси. Пр. Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь, тел. +375(017)2840419, e-mail: e.lutsenko@ifanbel.bas-net.by;

AIXTRON SE, Kaiserstr. 98, 52134 Herzogenrath, Germany

Соединение InGaN служит материалом активных слоев для огромного класса полупроводниковых приборов, получивших распространение в последние годы (лазеры, светодиоды, преобразователи световой энергии и т.д.). В частности, одиночные гетероструктуры InGaN/GaN начинают применяются в фотоэлектрохимических ячейках, которые используют энергию солнечного света для генерации газообразного водорода из воды [1]. При этом, качество слоев InGaN, оказывает определяющее влияние на выходные характеристики этих приборов. По этому создание высококачественных эпитаксиальных слоев InGaN приобретает самостоятельное значение.

В работе исследовалось влияние параметров процесса роста слоя InGaN на его излучательные характеристики. Методом осаждения металлоорганических соединений из газовой фазы была выращена серия одиночных гетероструктур InGaN/GaN, в пределах которой варьировались температура роста слоя InGaN, величина потока триметилиндия и давление в реакторе в процессе роста слоя InGaN. Толщина буферного слоя GaN для всех образцов составила 2.5 мкм, а слоя InGaN – менялась в пределах 40-60 нм. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) измерялись при комнатной температуре, возбуждение осуществлялось излучения ФЛ осуществлялась с поверхности образцов. Состав соединения InGaN определялся методом рентгеновской дифрактометрии.

Для примера на рис. 1,*а* приведены спектры ФЛ серии гетероструктур InGaN/GaN, в пределах которой варьировалась температура роста слоя InGaN (705-755 °C) при постоянных давлении в реакторе P=600 мбар и потоках металлоорганических прекурсоров. Увеличение температуры роста слоя InGaN для данной серии гетероструктур приводит к уменьшению содержания индия, в результате чего положение полосы ФЛ смещается в коротковолновую область, а интенсивность ФЛ растет. Это обусловлено уменьшением концентрации индия с повышением температуры роста и уменьшением концентрации безызлучательных дефектов из-за уменьшения механических напряжений на InGaN/GaN гетероинтерфейсе (вставка на рис. 1,*a*).



Рис. 1. Спектры ФЛ одиночных гетероструктур InGaN/GaN и соотношение интенсивности ФЛ из слоя InGaN и положения полосы ФЛ (на вставке) при варьировании температуры роста слоя InGaN (*a*) и давления в реакторе (*b*)

Для определения влияния давления в реакторе на качество слоя InGaN, выращивалась серия образцов гетероструктур с P=200-800 мбар (при постоянных потоках прекурсоров и температуре T=720-730 °C). При повышении давления от 200 до 600 мбар интенсивность ФЛ падала более чем на два порядка (рис. 1,*b*), для образца с P=800 мбар излучения ФЛ из слоя InGaN обнаружено не было. Положение полосы ФЛ из слоя InGaN при увеличении давления от 200 до 600 мбар, наблюдался пик, обусловленный усиленной ФЛ с $\lambda = 430.9$ нм.

Исследовалось влияние величины потока триметилгаллия в процессе роста слоя InGaN на его фотолюминесцентные свойства. Выращивалась серия образцов гетероструктур, в пределах которой поток тримтилгаллия в процессе роста слоя InGaN менялся от 1.3 до 2.7 мкмоль/мин, температура и поток триметилиндия выдерживались постоянными (720 °C и 6.5 мкмоль/мин соответственно). С увеличением потока триметилгаллия при давлении 400 мбар происходило увеличение скорости роста слоя InGaN, что при постоянном времени роста привело к увеличению доли содержания индия в соединении InGaN от 16.8 до 17.7% и, соответственно, некоторому уменьшению интенсивности ФЛ в 3-4 раза. Полоса ФЛ из слоя InGaN при этом смещалась от 2.81 до 2.71 эВ.

На рис. 2 показано соотношение интегральной интенсивности ФЛ и положения полосы ФЛ из слоя InGaN для всех исследованных серий одиночных гетероструктур. Слои InGaN, выращенные при пониженном давлении (200-400 мбар), показали на 1-2 порядка бо́льшую интенсивность ФЛ. Для всех серий, выращенных при постоянном давлении, наблюдается общая тенденция уменьшения интенсивности ФЛ из слоя InGaN при увеличении доли содержания индия.



Рис. 2. Соотношение интегральной интенсивности ФЛ и положения полосы ФЛ из слоя InGaN для гетероструктур, выращенных в различных условиях

[1] J. Li, J. Y. Lin, H. X. Jiangb, Appl. Phys. Lett. 93, 162107 (2008).

EFFECT OF MOCVD GROWTH PARAMETERS ON THE PHOTOLUMINESCENCE OF INGAN LAYERS

<u>E. V. Lutsenko</u>¹*, M. V. Rzheutski¹, I. E. Svitsiankou¹, S. V. Roussinov¹, V. N. Pavlovskii¹, V. Z. Zubialevich¹, G. P. Yablonskii¹, Ö. Tuna², C. Giesen², B. Schineller², M. Heuken²
 ¹ Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Nezalezhnasti Ave, 68, Minsk 220072, Belarus, Беларусь, тел. +375(017)2840419, e-mail: e.lutsenko@ifanbel.bas-net.by;
 ² AIXTRON SE, Kaiserstr. 98, 52134 Herzogenrath, Germany

InGaN/GaN single heterostructures were grown by MOCVD at different growth conditions The trimethylgallium flow, temperature and pressure for the InGaN layers was systematically varied. Both photoluminescence and structural properties of the InGaN layers were investigated. Optimization of growth conditions for the InGaN layers allowed achieving stimulated emission with $\lambda = 430.9$ nm even without a prepared cavity. The low threshold of ~200 kW/cm² indicates relatively high quality of the InGaN layer.

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ОБЛУЧЕННЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ НИТРИДА АЛЮМИНИЯ ПРИ ТЕРМИЧЕСКОЙ И ОПТИЧЕСКОЙ СТИМУЛЯЦИИ

<u>И.А. Вайнштейн</u>, А.С. Вохминцев, Д.М. Спиридонов

НОЦ «Наноматериалы и нанотехнологии», Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина,

ул. Мира, 19, 620002, Екатеринбург, Россия тел. +7 343 375 93 74, e-mail: wia@dpt.ustu.ru;

Изучение радиационно-оптических свойств монокристаллического нитрида алюминия в объемной модификации представляет большой интерес как с фундаментальной, так и с практической точек зрения. Уникальные свойства делают AIN перспективным материалом для оптоэлектронных, лазерных, радиационных и многих других научно-технических применений. Так в ряде работ была показана возможность применения керамики AIN-Y₂O₃ в качестве базовой твердотельной среды для создания высокочувствительных детекторов β - и УФ-излучения, работающих на основе эффектов оптически и термостимулированной люминесценции – ОСЛ и ТЛ, соответственно [1, 2]. Цель настоящего исследования состояла в анализе процессов термо- и оптически стимулированного свечения объемных монокристаллов AIN, подвергнутых воздействию ультрафиолетовым излучением.

В работе изучались монокристаллы нитрида алюминия, полученные в ООО «Нитридные кристаллы» методом сублимации-реконденсации из мелкодисперсного промышленного порошка AlN [3]. В окончательном виде образцы представляли собой таблетки диаметром 15 мм, толщиной 0,25-0,50 мм и с качеством поверхности «ері-ready». Исследования ОСЛ и ТЛ проводили на оригинальной спектрометрической установке. Свечение от образца регистрировали фотоэлектронным умножителем ФЭУ-39А в счетном режиме через монохроматор или систему оптических стекол. Для ионизирующего воздействия в работе использовали УФ-излучение дейтериевой лампы ДДС-30. Дозу облучения варьировали временем.

Регистрация ТЛ-сигнала проводили в ходе линейного нагрева от комнатной температуры до 670 К со скоростью 2 К/с. Для стимуляции ОСЛ при комнатной температуре применяли красный лазер с диодной накачкой (300 мВт, 650 нм), работающий в непрерывном режиме. Методика экспериментов заключалась в предварительном облучении образцов УФ-светом с последующей регистрацией ТЛ или затухающего ОСЛ-сигнала в течение 10 мин. После ОСЛ каждый раз проводили регистрацию остаточной ТЛ до 670 К с постоянной скоростью нагрева 2 К/с.

На начальном этапе были проанализированы спектры оптического поглощения образцов AlN, полученных при различных скоростях выращивания. Все спектральные зависимости характеризовались полосами поглощения в диапазоне 3 – 5 эВ. В указанной области активными являются электронно-оптические переходы на кислород-вакансионных дефектных комплексах «Al-O_N-V_N» анионной подрешетки кристаллов. Концентрация дефектов O_N в исследуемых образцах варьировалась в пределах N = $10^{19} - 10^{21}$ cm⁻³. Параметры полученных спектров ОП удовлетворительно согласовались с известными литературными данными.

На рис. 1 представлена спектрально-температурная зависимость стимулированного свечения УФ-облученных монокристаллов нитрида алюминия. Из рисунка видно, что максимальная интенсивность свечения наблюдалась при $\lambda = 360$ нм (3.44 эВ) и $T_m = 470$ К. Были проанализированы спектральные и температурные сечения полученной трехмерной картины. Показано, что спектр ТЛ в исследуемых монокристаллах может быть представлен в виде суперпозиции двух гауссовых компонент с максимумами $E_m = 3.44$ и 2.95 эВ и полуширинами $\omega_E = 0.48$ и 0.63 эВ, соответственно.

Для изучения механизмов ТЛ в нитриде алюминия был выполнен анализ полученных данных с использованием формализма кинетических процессов общего порядка:

$$I(T) = s'' \cdot n_0 \cdot e^{\frac{E_a}{kT}} \cdot \left(1 + \frac{s'' \cdot (b-1)}{r} \cdot \int_{T_0}^T e^{\frac{E_a}{k\theta}} \cdot d\theta\right)^{\frac{\nu}{b-1}}$$
(1)

где s" – «эффективный» частотный фактор, с⁻¹; n₀ – концентрация электронов на ловушках в начальный момент времени, см⁻³; E_a – энергия активации, эВ; k – постоянная Больцмана, эВ/К; b – порядок кинетики; r – скорость нагрева, K/c; T₀ – начальная температура, K. Показано, что ТЛ кривые могут быть представлены двумя элементарными пиками с энергиями активации $E_a = 0.56$ и 1.03 эВ, значения которых согласуются с независимыми литературными оценками.





Рис. 1. Спектрально-температурная зависимость интенсивности свечения в AlN

Рис.2. ОСЛ монокристалла AlN после УФ-облучения

На основе результатов ОСЛ измерений УФ-облученных монокристаллов AlN при комнатной температуре показано, что еще до включения лазера наблюдается заметное послесвечение образцов без какой-либо дополнительной оптической или тепловой стимуляции. После начала лазерной стимуляции интенсивность свечения резко возрастает и регистрируется уже затухающий ОСЛ сигнал. Установлено, что все ОСЛ зависимости удовлетворительно описываются уравнением общего порядка кинетики. Полученные значения параметра b = 6,0 - 6,5 свидетельствуют о наличии нескольких конкурирующих механизмов рекомбинационного высвечивания в облученных образцах AlN при стимуляции лазерным излучением.

Таким образом, в ходе данной работы проведено исследование особенностей люминесценции монокристаллов нитрида алюминия при оптической и термической стимуляции. Получены количественные оценки микропараметров центров, ответственных за исследуемые процессы термоактивированного свечения. Показано, что дозовые зависимости полученных ТЛ- и ОСЛхарактеристик после облучения образцов УФ-излучением близки к линейным. Результаты и выводы данной работы могут быть использованы для решения различных задач персональной и технической ТЛ- и ОСЛ-дозиметрии ионизирующих излучений.

[1] L. Trinkler, L. Botter-Jensen, B. Berzina. Rad. Prot. Dosim. 100 (1-4), 313 (2002).

[2] Д.М. Спиридонов, Е.Ю. Белоусова, А.С. Вохминцев, И.А. Вайнштейн. Тез. докл. ХІ Всеросс. молод. шк.-сем. по Проблемам физики конденсированного состояния вещества (ИФМ УрО РАН, Екатеринбург, Россия, 2010) с. 118.

[3] E.N. Mokhov, O.V. Avdeev, I.S. Barash, T.Yu. Chemekova, A.D. Roenkov, A.S. Segal, A.A. Wolfson, Yu.N. Makarov, M.G. Ramm and H. Helava. J.Crys.Growth 281, 93 (2005).

LUMINESCENCE OF IRRADIATED ALUMINUM NITRIDE SINGLE CRYSTALS DURING THERMAL AND OPTICAL STIMULATION

I.A. Weinstein, A.S. Vokhmintsev, D.M. Spiridonov

Research-Educational Centre "Nanomaterials and nanotechnologies", Ural Federal University, Mira street, 19, 620002, Ekaterinburg, Russia, phone. +7 343 375 93 74, e-mail: wia@dpt.ustu.ru

The features of thermally (TL) and optically (OSL) stimulated luminescence in AlN single crystals after UV irradiation were studied. The synthesis conditions effects on the optical and luminescent properties of AlN were founded. It was shown that the red laser had insufficient efficiency for OSL stimulation. The presence of several decay components in OSL mechanisms was assumed by analysis in terms of general order kinetics. The quantitative values of effective parameters of the thermoactivated centers were obtained. The dose dependencies of TL and OSL characteristics for excited AlN single crystals were analyzed with respect to solid state dosimetry of ionizing irradiation.

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ НАНОРАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ КАРБИДА КРЕМНИЯ МАГНЕТРОННЫМ РАСПЫЛЕНИЕМ

<u>Б.А.Билалов</u>^{*}, Г.К.Сафаралиев, Г.Д.Кардашова, М.А.Гитикчиев, Т.Э.Абдуллаев

Дагестанский государстве6нный технический университет. Пр. И.Шамиля, 70, г.Махачкала, тел. 07(8722)615889, *e-mail: bil-bilal@yandex.ru

Современный этап развития твердотельной электроники характеризуется значительным вниманием к широкозонным материалам для создания элементной базы мощной высокотемпературной, быстродействующей, радиационно-стойкой электроники. Карбид кремния и нитрид алюминия обладают неограниченной взаимной растворимостью, что обеспечивает возможность получения твердых растворов (TP) (SiC)_{1-x}(AlN)_x во всем диапазоне изменения состава. В настоящее время TP в виде эпитаксиальных слоев получают посредством сублимации предварительно полученных поликристаллических спеков из порошков SiC и AlN, в различных весовых соотношениях в температурном диапазоне 2423-2623 К в атмосфере азота. Однако высокие показатели температуры синтеза и, связанное с этим, различие давления паров SiC и AlN, не позволяют оперативно управлять составом получаемых слоев. В этой связи несомненный интерес представляют низкотемпературные методы получения тонких пленок и слоев TP, основанные на ионно-плазменных технологиях.

В настоящей работе рассмотрены технологические особенности выращивания пленок и слоев ТР с различной атомной структурой на подложках сапфира с ориентацией (0001) с использованием метода ионного распыления. Для предотвращения влияния материала подложки на растущий слой была разработана технология совмещенного процесса очистки, азотирования поверхности подложки, получения переходного слоя нитрида алюминия и формирования слоя ТР. В качестве мишеней были использованы пластины, полученные горячим прессованием порошков SiC и AlN. Рабочие характеристики установки были отработаны осаждением слоев на подложках из кварца марки КУ-1. Конструкция реактора позволяла также получать непосредственно вблизи поверхности подложки плазму атомарного азота.

Пленки ТР были получены при давлении 10^{7} - 10^{-5} Па и температуре подложки 800-1500 К. Установлено, что качество поверхности пленки (шероховатость) прямо пропорционально давлению смеси рабочих газов (аргон-азот). Исследование температурной зависимости скорости роста пленки ТР с x = 0,3 при фиксированном ионном токе показало снижение скорости роста при увеличении температуры. Наблюдаемую закономерность можно объяснить тем, что с повышением температуры подложки уменьшается пересыщение паров в системе из-за возрастания, в первую очередь, интенсивности потока атомов, как алюминия, так и кремния с поверхности подложки, что приводит к уменьшению центров кристаллизации и скорости их разрастания. Это подтверждается тем, что содержание алюминия в получаемых пленках при температуре 1400 К снижалось в два раза, по сравнению с пленками, получаемыми при температуре 1400 К. Исследования показали, что пленки полученные при температурах 800 К, 1000 К, 1400 К обладают аморфной, поликристаллической и монокристаллической структурой, соответственно. На дифрактограмме слоя, полученной при температуре 1400 К, со стороны осажденного слоя, помимо интенсивных отражений от подложки, присутствуют ряд дополнительных отражений разной степени интенсивности подтверждающая наличие монокристаллического слоя TP с кристаллической структурой типа вюрцита политипа 2H.

Полученные результаты были использованы для оптимизации технологии синтеза слоев многокомпонентных твердых растворов карбида кремния с нитридом алюминия.

Работа выполнена при частичной поддержки целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2011г)» и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России».

FEATURES OF FORMATION BY MAGNETRON SPUTTERING OF NANOSTRUCTURES BASED ON SILICON CARBIDE ALLOYS

<u>B.A.Bilalov</u>^{*}, G.K.Safaraliev, G.D.Kardashova, M.A.Gitikchiev, T.A.Abdulaev

Dagestan state technical university, pr.Shamilya, 70. Mahachkala, phone + 07(8722)615889, *e-mail: <u>bil-bilal@yandex.ru</u>

This study describes the main technological features of growth of solid solution films and layers with different atomic structure on sapphire substrates (0001 orientation) by ion sputtering method.

Solid solution films was obtained at pressure~10-7÷10-5 Pa and substrate temperature ~ 800÷1500 K. It's determined that quality of film surface (roughness) directly proportional to pressure of working gas (argon-nitrogen). The decrease of growth rate at temperature increasing was detected by study of temperature dependence of growth rate of solid solution film with x=0.3 at fixed ion current.

Obtained results were used for technology optimization of layers synthesis of multicomponent solid solutions of silicon carbide and aluminum nitride.

ШИРОКОЗОННЫЕ ТВЕРДЫЕ РАСТВОРЫ НА ОСНОВЕ КАРБИДА КРЕМНИЯ НА СОВРЕМЕННОМ ЭТАПЕ РАЗВИТИЯ ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ: ПОЛУЧЕНИЕ И ПРИМЕНЕНИЕ

Б.А.Билалов^{*}, Г.К.Сафаралиев, Г.Д.Кардашова, М.К. Курбанов, Р.А. Ахмедов, Т.Э.Абдуллаев Дагестанский государстве6нный технический университет. Пр. И.Шамиля, 70, г.Махачкала, тел. 07(8722)615889,* e-mail: <u>bil-bilal@yandex.ru</u>

В современной твердотельной электронике сформировалось направление «экстремальная электроника», в рамках которого интегрируют приборы, эксплуатирующиеся в условиях высоких температур (более 400°С), радиации (до 10¹⁶нейтронов/см²), агрессивных сред, в системах с повышенными значениями напряжений (более 4 кВ), плотностей тока (более 4 ·10³ A/см²), показателя "мощность-частота" (до 10^4 Br за 10^{-11} секунд), а также оптоэлектронные приборы, работающие в ультрафиолетовой области спектра излучения. Наблюдаемый научно-технический «прорыв» был достигнут за счёт внедрения в практику электронного приборостроения карбида кремния и его твердых растворов (TP) с нитридами галлия и алюминия, расширяющие элементную базу «экстремальной электроники». Превосходство приборов на основе карбида кремния над кремниевыми приборами достигается за счёт превосходства таких его характеристик, как критическая напряжённость электрического поля (в 10 раз), теплопроводность (в 3 раза), ширина запрещённой зоны (в 3 раза), температуры Дебая (в 2 раза). ТР (SiC)1-x(AlN)x можно представить как целый класс полупроводников с шириной запрещенной зоны от 2,8 эВ до 6 эВ, обладающие как непрямозонной (при x<0,6), так и прямозонной структурой (при x>0,6), в которых путем изменения соотношения компонент можно управлять механическими, тепловыми, электрическими, оптическими и фотоэлектрическими свойствами.

Методом сублимации были получены объемные монокристаллы и пленки ТР во всем диапазоне изменения состава. Однако широкому применению ТР для создания приборных структур препятствуют проблемы технологического характера, связанные с отсутствием возможности получения тонких пленок с заданным и однородным составом по толщине, обусловленным различиями в температурах сублимации AIN (≥1700°C) и SiC (≥1900°C).

Попытки разработать гетерокомпозиции SiC – ТР сталкиваются с рядом серьезных проблем, связанных с определяющим влиянием глубоких уровней полуизолирующей подложки, инициированных взаимным несоответствием параметров кристаллических решеток при доминировании в составе ТР нитрида алюминия. Для решения проблемы упругих напряжений и термонапряжений, возникающих как на стадии выращивания структур, так и в период их эксплуатации, необходимо создать переходной наноразмерный слой, обогащенный атомами азота и алюминия в объеме кристалла подложки. Решению этой проблемы также будет способствовать использование подложек ТР, получаемых методом сублимации поликристаллического ТР с последующим его осаждением на базовые грани монокристалла карбида кремния. В этом случае рост зародышевого слоя будет осуществляться в условиях существенного "сглаживания" пленок.

В этой связи установление закономерностей протекания атомных и молекулярных процессов, происходящих на поверхности подложки, при формировании слоев ТР низкотемпературными ионно-плазменными методами представляют интерес как фундаментальные исследования, собственно, процессов гетероэпитаксии ТР на SiC, так и возможности ее использования при разработке технологии гетероэпитаксии приборных структур.

Для реализации метода низкотемпературного синтеза пленок TP были исследованы зависимости скорости распыления материала мишени $(SiC)_{1-x}(AIN)_x$ от удельной мощности разряда для трех составов ($\mathbf{x} = 0,1$; 0,3; 0,5). Установлено, что с увеличением содержания AIN в TP наблюдается существенное уменьшение скорости распыления во всем диапазоне изменения удельной мощности разряда, что можно объяснить увеличением плотности горячепрессованных мишеней. Исследование зависимости скорости роста пленок TP с составом $(SiC)_{0,7}(AIN)_{0,3}$ от температуры подложки при фиксированной удельной мощности разряда показало снижение скорости с увеличением температуры.

Наблюдаемую зависимость можно объяснить тем, что с повышением температуры подложки уменьшается пересыщение паров в системе из-за возрастания интенсивности потока атомов алюминия и кремния с поверхности подложки, что приводит к уменьшению центров кристаллизации и скорости их разрастания. Эта закономерность может служить дополнительным подтверждением того, что распыление многокомпонентного материала происходит в виде отдельных атомов. Отметим, что содержание алюминия в пленках полученных при температуре подложки 1000°С снижается практически в два раза по сравнению с пленками, полученными при температуре подложки 500°С.

Рентгенодифракционные исследования показали, что пленки, полученные при температуре подложки T=500° C, имеют аморфную структуру, при T=700÷800° C происходит рост пленок с поликристаллической структурой, при T=900÷1000° C наблюдается рост монокристаллических пленок и с увеличением содержания AIN в монокристаллическом слое (SiC)_{1-x}(AIN)_x параметр «с» уменьшается.

При расположении подложки за пределами зоны термализации наблюдается неравномерное зарастание поверхности роста, хотя и четко прослеживается реализация послойного механизма формирования эпитаксиального слоя. Более равномерный рост наблюдается при расположении подложки в зоне термализации.

Было исследовано влияние состава и температуры на удельную электропроводность ТР. Определены энергии активации примесных уровней алюминия и азота в ТР.

По спектрам электро-, фото-, катодолюменисценции ТР установлено, что длинноволновые полосы излучения в спектрах электролюминесценции ГС n-6H-SiC/p-(SiC)_{1-x}(AIN)_x возникают за счет инжекции дырок из широкозонного ТР в более узкозонную подложку SiC, а коротковолновые полосы обусловлены излучением пленки ТР вблизи гетерограницы. Коротковолновые полосы обусловлены излучения вызваны межпримесными переходами (алюминий-азот). Сдвиг максимума полосы излучения с увеличением содержания нитрида алюминия в ТР объясняется увеличением ширины запрещенной зоны при относительной неизменности глубины расположения примесных уровней азота и алюминия относительно зоны проводимости и валентной зоны соответственно.

Полученные результаты будут использованы для обоснования параметров формирования, конструкции наноразмерных полупроводниковых гетероструктур на основе SiC/(SiC)_{1-x}[Me(N)]_x для устройств силовой, СВЧ- и опто- электроники ультрафиолетовой области спектра излучения и определения перспективных областей их применения.

Работа выполнена при частичной поддержки целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2011г)» и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России».

WIDE-BAND-GAP ALLOYS BASED ON SILICON CARBIDE AT STATE OF THE ARTS OF SOLID-STATE ELECTRONICS: PRODUCTION AND APPLICATION

<u>B.A.Bilalov</u>, <u>G.K.Safaraliev</u>, <u>G.D.Kardashova</u>, <u>M.K.Kurbanov</u>, <u>R.A.Ahmedov</u>, <u>T.A.Abdulaev</u>. Dagestan state technical university, pr.Shamilya, 70. Mahachkala,

phone + 07(8722)615889, e-mail: <u>bil-bilal@yandex.ru</u>

Discharge power dependences of sputtering rate of target material (SiC)1-x(AlN)x was investigated for low-temperature synthesis of solid solutions films (composition with x= 0.1; 0.3; 0.5). The decreasing of sputtering rate in all power density range was observed with increasing of AlN in solid solution. This can be explained by increasing of density of hot-pressed targets. Decreasing of growth rate at increasing temperature was shown in substrate temperature dependence of growth rate of solid solution films (SiC)0,7(AlN)0,3 at fixed power density.

Composition and temperature effect on heat conductivity was investigated. Activation energies of aluminum and nitrogen impurity levels in solid solution were determined.

Yellow light-emitting diode based on luminofor, excited by violet radiation from InGaAlN p-n- heterostructure V.A.Bolshuhin, N.A.Galchina, <u>L.M.Kogan</u> , V.N.Lichmanova, J.A.Portnjagin, I.T.Rassohin, N.P.Soshcin	11
Phosphors triad for white led with high color rendering <u>N.P. Soshchin</u> , V.A. Bolshukhin, V.N. Litshmanova	13
LEDs for surface mounting A.A.Vilisov, I.F.Garipov, V.V.Dohturov, D.I.Korochenko, U.M.Kurilo, <u>V.S.Soldatkin</u> , K.V.Teplyakov, A.V.Tokarev	15
White LED modules with increased CRI N.A. Galchina, E.M. Gutzait, E.A. Dvornikov, L.M. Kogan, N.P. Soschin, <u>A.N.Turkin</u> , A.E. Yunovich	16
LED lamp for railway traffic lights V.S. Abramov, V.P. Sushkov, <u>S.G. Nikiforov</u>	18
LED-based surgical multicolor illuminator with dynamic controlled characteristics <u>A.V.Aladov</u> , S.B.Biryuchinskiy, M.V.Dubina, A.L.Zakgeim, M.N.Mizerov	19
Effective light emitting diodes with the structured contact <u>Yu.V. Kholopova</u> , A.F. Tsatsulnikov, N.E Antonova, S. Shapoval	21
Enhancement of radiation efficiency of LED heterostructures InGaN/GaN <u>E.V. Ershov</u> , A.F. Ivanov, A.A.Naidin, O.A. Rogachkov, V.O.Permyakov, E.V. Fomina	23
Nitrides based LED grown on sublayer of nanoscaled SiC on Si (111) <u>S.A. Kukushkin</u> , A.V. Osipov, S.G. Zhukov, E.E. Zavarin, W.V. Lundin, M.M. Rozhavskaya, N.A. Feoktistov, S.I. Troshkov, A.F. Tsatsulnikov	25
Influence of the active region design on monolithic white LED properties <u>A.F. Tsatsulnikov</u> , W.V. Lundin, A.V. Sakharov, A.E. Nikolaev, E.E. Zavarin, V.M. Ustinov, A.L. Zakgeim, A.E. Chernyakov, S.O. Usov, M.N. Mizerov, N.A. Cherkashin, M. Hytch	27
Non-visual biological effectiveness of LEDs and lamps with different CCT in the range 1800-10000K <i>A.V.Aladov</i> , <u><i>A.L.Zakgeim</i></u> , <i>M.N.Mizerov</i> , <i>A.E.Chernyakov</i>	29
Lighting and power electronic enabled by MOCVD <u>F. Schulte</u>	31
MOCVD concept enhancements to drive next wave of LED business growth <u>A. Winkler</u> , O. Hoffmann, A. Dorotik	32
Correlation of <i>in-situ</i> measured pocket temperature, wafer temperature and wafer curvature profiles during MOCVD growth of GaN on sapphire <i>K. Haberland, B. Henninger, R. Sarcia, F. Brunner, M. Weyers, N. Volkov, <u>A. Padalitsa</u></i>	34
III-nitrides for applications in power and energy growth by metal organic vapour phase epitaxy and/or plasma-assisted molecular beam epitaxy <u><i>M.R. Leys, K.Cheng, B. Sijmus, R.Lieten, and G. Borghs</i></u>	36
MOCVD for solid state lighting:- recent advances towards larger wafer sizes – <u>A. Ivanov</u> , L. Pauli, F.Schulte, A. Boyd, O. Schoen, B. Schineller, M. Heuken	37
Growth of high-quality AlN layers by MOCVD <u>A.V. Mazalov</u> , D.R. Sabitov, V.A. Kureshov, A.A. Padalitsa, A.A. Marmalyuk, R.Kh. Akchurin	39
MOVPE of atomically-flat Al(Ga)N layers with high growth rate in planetary reactor <u>W. V. Lundin</u> , A. E. Nikolaev, A. V. Sakharov, E. E. Zavarin, P.N. Brunkov, S.I. Troshkov, M.M. Rozhavskaya, D.V. Davydov, A. F. Tsatsulnikov	41

Suppression of efficiency droop in blue GaN based light emitting diodes <u>D. A. Zakheim</u> , A. S. Pavluchenko, D. A. Bauman, K. A. Bulashevich, O. V. Khokhlev, S. Yu. Karpov	43
Carier localization effect on the efficiency and emission spectra of III-nitride light-emitting diodes <u>S.Yu. Karpov</u> , K.A. Bulashevich, O.V. Khokhlev	45
Modelling of the lateral carrier transport and efficiency of InGaN MQW based LEDs <u>A.A. Greshnov</u> , A.E. Chernyakov, N.M. Shmidt	47
Efficiency of the GaN light-emitting diodes and hopping tunneling injection <u>N.I. Bochkareva</u> , V.V. Voronenkov, R.I. Gorbunov, , A.S. Zubrilov, A.V. Klochkov, F.E. Latyshev, Y.S. Lelikov, Y.T.Rebane, A.I. Tsyuk, Y.G. Shreter	49
Modeling and optimization of electric current spreading and light extraction in III-nitride LEDs <u>S.S. Suslov</u> , V.E. Bougrov, M.A. Odnoblyudov, A.E. Romanov	51
Comprehensive theoretical and experimental study of electro-optical and thermal characteristics of InGaN/GaN high-power flip-chip LEDs <i>K.A.Bulashevich, A.L.Zakgeim, S.Yu.Karpov, <u>A.E.Chernyakov</u></i>	53
Temperature dependencies of electroluminescence efficiency in light emitting heterostructures <u>A.S. Pavluchenko</u> , D.A. Zakheim, A.E. Chernyakov	55
Peculiarity of electroluminescence spectra of blue LEDs based on InGaN/GaN superlattices <u>N.M.Shmidt</u> , B.Y. Ber, A.L.Zakheim, D.A. Zakheim, D.Yu. Kazantsev, A.S. Pavlyuchenko, A.E. Chernykov	57
Aluminium nitride substrates diameter 2 inches for optoelectronics devices <u>Yu.N. Makarov</u>	59
Nanotechnology in the formation of large area high quality gallium nitride templates <u>V.I.Nikolaev</u> , A.E.Romanov, A.E.Cherenkov E.V.Kalashnikov, B.Meyer	63
Stress reduction in GaN films grown on patterned sapphire substrates N.I.Bochkareva <u>, V.V.Voronenkov</u> , R.I.Gorbunov, A.S.Zubrilov, P.E.Latyshev, Y.S.Lelikov, Y.T.Rebane, A.I.Tsyuk, Y.G.Shreter	65
Influence of technological parameters on thicness homogenity and surface morphology of GaN epilayers obtained by hydride vapor phase epitaxy <i>A.I.Belogoroshov, A.A.Donskov, L.I.Dyakonov, Yu.P.Kozlova, S.S.Malachov, M.V.Mezhenni,</i> <u><i>T.G.Yugova</i></u>	67
Low temperature growth of GaN layers by HVPE Yu.V. Zhilyaev, N.K. Poletaev, <u>S.N. Rodin</u> , M.P. Tscheglov	69
Effect of various sources on In _x Ga _{1-x} N growth by HVPE V.I.Nikolaev, M.G.Mynbaeva, N.V.Seredova, M.A.Yagovkina, A.B.Naschekin, <u>A.E.Nikolaev</u> , A.A.Lebedev	70
III-N short period quantum structures for deep uv emitters grown by ammonia molecular beam epitaxy <u>S.A. Nikishin</u>	72
Surface morphology and composition control of Al _x Ga _{1-x} N layers (0 <x<0.8) <u="" beam="" during="" epitaxy="" molecular="" plasma-assisted="">A.M. Mizerov, V.N. Jmerik, M.A. Yagovkina, S.I. Troshkov, P.S. Kop'ev and S.V. Ivanov</x<0.8)>	76
Growth of high quality AlGaN heterosructures using specialized MBE system A.N. Alexeev, D.M. Krasovitsky, <u>S.I. Petrov</u> , V.P. Chaly	78

Efficient radiative recombination in UV spectral range in AlGaN layers and heterostructures grown by molecular beam epitaxy <u>V.N. Jmerik</u> , A.M. Mizerov, D.V. Nechaev, A.A. Toropov, E.A. Shevchenko, A.A. Sitnikova, P.S. Kop'ev, E.V. Lutsenko, N.V. Rzheutskii, S.V. Rusinov, G.P. Yablonskii, S.V. Ivanov	80
High power UV LED light sources and their applications <u>M. Shatalov</u> , Y. Bilenko, J. Yang, and R. Gaska	82
CHVPE of 365 nm UV LEDs <u>H. Helava</u> , S.Yu. Kurin, I.S. Barash, A.D. Roenkov, M.G. Agapov, A.A. Antipov, T.Yu.Chemekova , Yu. N. Makarov	85
Highly sensitive AlGaN/GaN-based UV photodectectors <u>E. V. Lutsenko</u> , M. V. Rzheutski, A. G. Vainilovich, V. N. Pavlovskii, G. P. Yablonskii, C. Mauder, H. Behmenburg, L. Rahimzadeh Khoshroo, H. Kalisch, A. Vescan, B. Schineller, M. Heuken	87
Development of AlGaN based photocatode technology M.R. Ainbund, A.N. Alexeev, O.V. Alymov, V.N. Jmerik, A.M. Mizerov, S.V. Ivanov, A.V.Pashuk, <u>S.I. Petrov</u> , A.S. Petrov	89
Spatial homogenity and temperature stability of transmission-mode p-GaN(Cs,O)/AIN/c-Al ₂ O ₃	91
Notocaliduc V.V. Bakin, S.N. Kosolobov, H.E. Scheibler, <u>A.S. Terekhov</u> , W.V.Lundin, A.E.Nikolaev, A.V.Sakharov, A.F.Tsatsulnikov, A.A.Marmaluk, A.V.Mazalov	
X-ray diffraction study of epitaxial growth of films of binary and ternary nitrides <u>V.P. Kladko</u> , A.V. Kuchuk, V.F. Machulin, A.E. Belyaev	93
Use of multiple X-ray diffraction in studing a microstructure of III-nitride epitaxial layers <u>R.N. Kyutt</u> , M.P. Scheglov	94
Effect of neutron irradiation and thermal treatment on the electrical properties and period's lattice of GaN films <i>V.M. Boyko, S.S. Verevkin, N.G. Kolin, <u>A.V. Korulin, D.I. Merkurisov, A.Y. Polyakov, V.A. Chevychelov</u></i>	96
Effect of electron irradiation in SEM on electrical and optical properties of light emitting structures based on InGaN/GaN <i>P.S. Vergeles, N.M. Shmidt, <u>E.B.Yakimov</u></i>	98
Radiation resistance of LEDs based on InGaN and GaN to fast neutrons and gamma-rays A.V. Gradoboev, I.A. Asanov, <u>I.M. Skakova</u>	100
Pumping laser active media by emission of InGaN heterostructures <u>E.V. Lutsenko</u> , M.V. Rzheutski, A.G. Vainilovich, A.V. Danilchyk, N.P. Tarasuk, V.Z. Zubialevich, G.P. Yablonskii, S.V. Sorokin, I.V. Sedova, S.V. Gronin, S.V. Ivanov	102
Low frequency noise in degraded blue InGaN/GaN LEDs <u>E.I. Shabunina</u> , N.M. Shmidt, A.E. Chernyakov, P.V. Petrov, M.E. Levinshtein, N.S. Averkiev	105
Catastrophic optical damage of optically pumped lasers based on InGaN/GaN MQW heterostructures on silicon V. Z. Zubialevich, E. V. Lutsenko, G. P. Yablonskii, A. S. Shulenkov, H. Kalisch, M. Heuken	107
The reasons of an ambiguous evolution of degradation process in blue InGaN/GaN LEDs <u>N.M. Shmidt</u> , D.A.Bauman, N.S. Averkiev, A.E. Chernyakov, M.E. Levinshtein, P.V. Petrov, A.L.Zakheim, E.I.Shabunina	109
Misfit dislocations and relaxation of mechanical stresses in semipolar III-nitride heterostructures <u>A.E. Romanov</u> , E.C. Young, F. Wu, J.S. Speck	111
Study of different type threading dislocation change with epilayer GaN thickness increasing with use atomic forse microscopy <u>K.S.Kravchuk</u> , M.V,Mezhennii, T.G.Yugova, Kulemanov	113

Mechanical stresses control in GaN layers on sapphire substrate via formation of regular porous structure <u>I.N. Ivukin</u> , V.E. Bougrov, M.A. Odnoblyudov, A.E. Romanov	115
Peculiarities of GaN selective epitaxy in stripe windows <u>M.M. Rozhavskaya</u> , E.E. Zavarin, V.V. Lundin, S.I. Troshkov, A.F. Tsatsulnikov	117
Complex method for study of nanodimensional III-N heterostructures <u>Ya.V. Kuznetsova</u> , M.V. Baidakova, A.A. Sitnikova, M.V. Zamoryanskaya	119
The activities of spbsetu resourse center on blue, white and green LED diagnostics <u>V.I. Zubkov</u> , O.V. Kucherova, A.V. Solomonov, I.N. Yakovlev	121
The cathodoluminescent probing of heterostructures GaN/InGaN(MQW)/Al ₂ O ₃ by impulse electronic beam	123
Temperature measurements of GaN/AlGaN transistors during operation using microcathodoluminescence and microraman techniques <u>A.V.Govorkov</u> , N.B.Smirnov, A.Y.Polyakov, I.A.Belogorokhov, A.I.Belogorokhov, S.J. Pearton	125
Study of phase separation phenomena in $In_xGa_{1-x}N$ ($0 \le x \le 0.6$) by measuring magnetic field dependences of hall effect <u><i>T.A. Komissarova, A.M. Mizerov, V.N. Jmerik, P. Paturi, and S.V. Ivanov</i></u>	127
The perspective of using of gallium nitride as material of spintronics <u>S.S. Khludkov</u>	129
AlGaN/GaN Heteroepitaxial structures for microwave field effect transistors on different substrates A.A. Arendarenko, I.G. Ermoshin, V.A. Oreshkin, <u>Yu.N. Sveshnikov</u> , I.N. Tsyplenkov	131
1 W 30 – 37 GHz power amplifier MMIC based on GaN HEMT <u>Yu.V. Fedorov</u> , D.L. Gnatyuk, A.V. Zuev, R.R. Galiev	133
Industrial III-nitride technologies in Svetlana-Rost: challenges and prospects <u>D.M. Krasovitsky</u> , A.L. Dudin, S.V. Kokin, N.I. Katsavets, A.G. Filaretov and V.P. Chaly	135
Investigation of schottky diodes based on n-type GaN epitaxial layers <u>A.V. Zhelannov</u> , V.E. Oudaltsov	137
Features of resonant-tunneling diods based on GaN/AlGaN heterostructures <u>V. I. Egorkin</u> , M. N. Zhuravlev, V. V. Kapaev, K. A. Tsarik, S. B. Burzin, D. M. Krasovickii, E. A. Ilichev	139
Carrier recombination dynamics in GaN/AIN quantum dots <u><i>I.A. Aleksandrov, K.S. Zhuravlev</i></u>	141
Formation of optimal ohmic contact to 2DEG sheath in AlGaN/GaN heterostructure via RIE plasma etching N <u>.A. Andrianov</u> , A.G. Tkachenko, A.I. Lapshin	142
Mesa-structure formation in AlGaN using ECR plasma etching process <u>E.Polushkin</u> , Ju.Holopova, N.Antonova, S.Shapoval	144
Influence of InGaN/GaN multi-quantum-well parameters on efficiency droop of blue light- emitting diodes under electrical pumping <u>A.V.Chuyas</u>	146
Light emission kinetics of ultra bright blue, violet and UV LEDs under current pulses of high amplitude and nanosecond width <u>B.K. Lubsandorzhiev</u> , Ye.E. Vyatchin, R.V. Poleshuk	148
EBIC investigation LED based on multiple quantum well InGaN/GaN, irradiated with low energy electrons	150

P.S. Vergeles, E.B. Yakimov, N.M. Shmidt
Cathodoluminescence researches of the 2D excitonic diffusion in gallium nitride <u>A.N. Polyakov</u> , M. Noltemeyer, T. Hempel, J. Christen, M.A. Stepovich	152
Supression of the current in InGaN/GaN LEDs I.A. Prudaey, O.P. Tolbanov, I.V. Ivonin	154
Study of the initial stage of HVPE growth of AIN layers on Si(111) Yu.V. Zhilyaev, <u>S.D. Raevschi</u> , M.E.Kompan, L.V. Gorceac, V.M. Botnariuc	156
Polarization of interband optical absorption of w-GaN/AlN(0001) quantum dots <u>S. N. Grinyaev</u>	158
Development experience of nitride films forming process in nanotechnology facility NANOFAB for producing acoustoelectric transducers <i>I.I. Bobrinetskiy, V.K. Nevolin, <u>K.A. Tsarik</u></i>	160
Radiative and nonradiative mechanisms of recombination in InGaN/GaN quantum wells under the high levels of injection <u>A.V. Voitsekhovskii</u> , D.I. Gorn, S.N. Nesmelov	162
Analasys of scattering mechanisms of 2DEG in Al _x Ga _{1-x} N/GaN heterostructures grown by MBE and MOCVD <i>D.Yu. Protasov, T.V. Malin, A.V. Tikhonov, A.F. Tsatsulnikov, <u>K.S. Zhuravley</u></i>	164
Photoluminescence of GaN/AlGaN structures with two-dimensional electron gas at various excitation power <u>K.S. Zhuravlev</u> , I.V. Osinnykh, T.V. Malin, A.F. Tsatsulnikov	166
Analysis of opportunities for road lighting LED luminaires without secondary optics <u>E.M. Gutzeit</u> , V.E. Maslov, I.V. Stepanova, D.O. Timer-Bulatov, E.Ju. Ushakova	168
universal white light-emitting diode modules for illumination with a light flux up to 1100 Lm and efficiency up to 110 Lm/W <i>N.A.Galchina, A.L.Gofshtein-Gardt, <u>L.M.Kogan</u>, I.T.Rassohin, N.P.Soshcin</i>	170
New family phosphors from RU-garnets lantanides <u>N.P. Soshchin</u> , SunZhuo, LoWeiHung	172
Depth analysis of stress and electron parameters of GaN-based diode structures obtained by the scanning confocal Raman spectroscopy <u>K.A. Avramenko, A.E. Belyaev, V.P. Bryksa, M.Ya.Valakh, V.V. Strelchuk, A.F. Kolomys, R.V. Konakova, Yu.N.Sveshnikov</u>	174
Studies of the structure and vibrational spectra of short-period GaN/AIN superlattices grown by MOVPE <i>V.Yu. Davydov, <u>A.N. Smirnov</u>, M.B. Smirnov,Yu.E. Kitaev, R.N. Kyutt, Y.M. Beltukov, M.A. Yagovkina, M.M. Rozavskaya, W.V. Lundin, and E.E.Zavarin</i>	176
LEDs heating studies by optical and electrical methods D.S. Bobuchenko, Y.A. Bumai, <u>V.V. Krasovskii</u> , D.S. Domanevskii, A.G.Kuklitskaja, V.I. Zvirko, U.V. Trophimov, A.V. Danilchyk, E.V.Lutsenko	178
HVPE growth technology of AlGaN/GaN heterostructures for ultraviolet LEDs having peak wavelengths of 360-365 nm <u>S.Yu.Kurin</u> , I.S.Barash, A.D.Roenkov, M.G.Agapov, A.A.Antipov, T.Yu.Chemekova, H.Helava, Yu.N.Makarov	180
AlGaInN LEDs with a transparent ITO-based p-contact <u>I.P. Smirnova</u> , L.K. Markov, A.S. Pavlyuchenko, M.M. Kulagina, M.V. Kukushkin	182
Influence of spatial distribution of LEDs luminous intensity on their averaged luminous intensity <u>S.V.Nikanenka</u> , E.V.Lutsenko, A.V.Danilchyk, V.A.Zhdanovskii, A.A.Liplianin, M.V.Rzheutskii	184

Ka-band LNA MMIC based on a GaN HEMT <u>D.L. Gnatyuk</u> , Yu.V. Fedorov, M.V. Maytama, R.R. Galiev, S.V. Mikhaylovich	186
4 – 14 GHz LNA MMIC on a GaN HEMT substrate <u>Yu.V.Fedorov</u> , D.L. Gnatyuk, A.V. Zuev, M.V. Maytama, R.R. Galiev, S.V. Mikhaylovich	188
In the way of intellectual lighting by LED integral Si/III-N structures V.I.Osinsky, I.V.Masol, N.N.Lyahova, <u>P.V.Deminsky</u>	190
Growth mechanism in self-organization III-N nanoreactors of alumina <u>V.I.Osinsky</u> , V.I. Glotov, G.G. Goroh	192
Influence of AlGaN electron blocking layer composition and doping on properties of green InGaN/GaN LEDs A.V. Sakharov, A.E. Nikolaev, W.V. Lundin, S.O. Usov, V.S. Sizov, A.F. Tsatsul'nikov, M.A. Yagovrina, D.Yu. Kazantsev, B.Ya. Ber, S.Yu.Karpov	194
Optical chatracteristics of white light sources by color mixing of AlInGaN light-emitting diodes of different spectral regions <u>S.O. Usov</u> , E.E. Zavarin, A. F. Tsatsul'nikov, V.V. Lundin, A.V. Sakharov, A.E. Nikolaev, M. A. Sinitsyn, N.N. Ledentsov	196
The study of growth modes and their influence on stress in HVPE GaN films <u>A.I. Tsyuk</u> , R.I. Gorbunov, V.V. Voronenkov, Y.S. Lelikov, F.E. Latyshev, A.S. Zubrilov, N.I. Bochkareva, Y.T.Rebane, Y.G. Shreter	198
Hydride vapor phase epitaxy of nonpolar AlN/3C-SiC/Si(100) and semipolar GaN/AlN/Si(100) structures <i>V.N.Bessolov, Yu.V.Zhilyaev, E.V.Konenkova, V.N.Panteleev, N.K.Poletaev, S.N.Rodin,</i> <u><i>Sh.Sharofidinov, M.P. Shcheglov, S.A.Kukushkin</i></u>	200
Waveguide characteristics of epitaxial structure GaN/InGaN on sapphire substrate <u>V.V. Shcherbina</u> , S.M. Shandarov, M.V. Borodin, S.A. Smychkov, D.O. Anisimov, L.Ya. Serebrennikov, A.V. Khan	202
Electrical properties and deep traps spectra in bulk HVPE n-GaN <u>N.B. Smirnov</u> , A.V. Govorkov, A.Y. Polyakov, E.A. Kozhukhova, S.J. Pearton	204
The effect of nanoparticles, thin films of Au,EuqPc,Eu on the luminescence spectra of quantum wells structure on the base InGaN/GaN <i>M.M.Mezdrogina, M.V.Eremenko, S.<u>M.Golubenko</u>, E.S.Moskalenko</i>	206
The influence of isotropic pressure and anisotropic elastic stresses on the structural lattice parameters and energy spectra of nitrides <u>V.N. Brudnyi</u> , A.V. Kosobutsky, N.G. Kolin, A.V. Korulin	208
Some properties Ga (In) N:As (P) <u>E.N. Vigdorovich</u>	210
Electrodynamic research emitters with the cavity and quantum dots <u><i>E.M. Gutzeit, A.A. Kurushin, V.E. Maslov</i></u>	212
Features of behavior HCl and NH ₃ in the plant GaS scheme for GaN growth by HVPE <i>A.A.Donskov</i> , <i>L.I.Dyakonov</i> , <i>Yu.P.Kozlona</i> , <i>S.S.Malachov</i> , <i>M.V.Mezhenni</i> , <i>T.G.Yugova</i>	214
Low defect «micropipe- free» silicon carbide substrates for light-emitting diodes <u>T.Yu.Chemekova</u> , D.P.Litvin, A.V. Vasiliev, S.S. Nagalyuk, Yu.N. Makarov, H. Helava	216
Structural quality of GaN epilayers grown by hydrid vapor phase epitaxy using GaN low temperature buffer layer <i>A.A.Donskov, L.I.Dyakonov, Yu.P.Kozlova, L.N.Kuzyukova, S.S.Malachov, M.V.Mezhenni, V.F.Pavlov, <u>T.G.Yugova</u></i>	218
Surface states and drastic change in valence band spectrum of <i>n</i> -GaN(0001) upon Ba adsorption <u>G.V. Benemanskaya</u> , M.N. Lapushkin, S.N. Timoshnev	220

On the fluctuation of layers thickness in the superlattices based on III-nitrides as a channel of mechanical stress relaxation <u>A.V. Kuchuk</u> , V.P. Kladko, N.V. Safryuk, A.E. Belyaev, P.M. Lytvyn, Yu.I. Mazur, B.S. Yavich	222
The influence of dopant concentration on photoluminescence properties of Mg-doped GaN layers grown by MOCVD <u>A.V. Mazalov</u> , A.A. Padalitsa, D.R. Sabitov, V.A. Kureshov, A.A. Marmalyuk, R.Kh. Akchuri	224
Theoretical study of AlN/Al ₂ O ₃ interface formation as a result of sapphire nitridation <u><i>LV. Mutigullin, K.K. Abgaryan, D.I. Bazhanov, K.S. Zhuravlyov, T.V. Malin</i></u>	226
Application of reflection high energy electron diffraction to strain monitoring during molecular beam epitaxy of III-N heterostructures <u>D.V. Nechaev</u> , A.M. Mizerov, V.N. Jmerik, S.V. Ivanov	227
A mechanism of current transport in ohmic contacts to GaN and other III–V compounds with high dislocation density <u>A.V. Sachenko</u> , A.E. Belyaev, N.S. Boltovets, R.V. Konakova, Ya.Ya. Kudryk, S.V. Novitskiy, V.N. Sheremet	229
X-ray investigation of InGaN/GaN multilayered structures by changing of number quantum wells <u>N.V. Safriuk</u> , V.P. Kladko, A.V. Kuchuk, V.F. Machulin, A.E. Belyaev, R.V. Konakova, B.S. Yavich, B.Ya. Ber, D.Yu. Kazanzev	231
Identification of shallow donors and color centers in single crystalline aluminum nitride substrates <u>V.A. Soltamov</u> , I.V. Ilyin, A.A. Soltamova, Yu.N. Makarov, E.N. Mokhov, P.G. Baranov	233
Preporation of thin films of solid solutions of silicon carbide with aluminium nitride by RF magnetron sputtering <u>Sh. M. Ramazanov</u> , M.K Kurbanov, B.A Bilalov, G.K. Safaraliev	235
Impurity and localized states in bulk HVPE-GaN S.N. Rodin, <u>Yu.A. Shafir</u> , M.Yu. Kozohar	237
Kinetics of Ga-droplets formation on GaN during plasma assisted molecular beam epitaxy <u>P.A. Aseev</u> , A.M. Mizerov, V.N. Jmerik, S.V. Ivanov	239
Effect of MOCVD growth parameters on the photoluminescence of InGaN layers <u>E. V. Lutsenko</u> , M. V. Rzheutski, I. E. Svitsiankou, S. V. Roussinov, V. N. Pavlovskii, V. Z. Zubialevich, G. P. Yablonskii, Ö. Tuna, C. Giesen, B. Schineller, M. Heuken	241
Luminescence of irradiated aluminum nitride single crystals during thermal and optical stimulation <i><u>I.A. Weinstein</u>, A.S. Vokhmintsev, D.M. Spiridonov</i>	243
Features of formation by magnetron sputtering of nanostructures based on silicon carbide alloys <u>B.A.Bilalov</u> , G.K.Safaraliev, G.D.Kardashova, M.A.Gitikchiev, T.A.Abdulaev	245
Wide-band-gap alloys based on silicon carbide at state of the arts of solid-state electronics: production and application <u>B.A.Bilalov</u> , G.K.Safaraliev, G.D.Kardashova, M.K.Kurbanov, R.A.Ahmedov, T.A.Abdulaev.	247