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

Санкт-Петербургский Физико-Технологический Научно-Образовательный Центр РАН

НИТРИДЫ ГАЛЛИЯ, ИНДИЯ И АЛЮМИНИЯ – СТРУКТУРЫ И ПРИБОРЫ

Тезисы докладов 6-й Всероссийской конференции

18–20 июня 2008 года Санкт-Петербург



Санкт-Петербург 2008

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН СПб Физико-Технологический Научно-Образовательный Центр РАН МГУим. М.В.Ломоносова, Физический Факультет СПб Государственный Политехнический Университет НТА «Интеллект»

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ:

П.С.Копьев, председатель А.Э.Юнович, зам. председателя В.В.Лундин, секретарь А.Н.Туркин, секретарь А.А.Арендаренко В.Н.Данилин Е.Е.Заварин Г.В.Иткинсон А.Н.Ковалев Е.В.Луценко Ю.Н.Макаров А.Е.Николаев В.Г.Сидоров А.Г.Полищук В.М.Устинов В.П.Чалый М.В.Чукичев

ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН МГУ им. М.В.Ломоносова, ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН МГУ им. М.В.Ломоносова, ПРОСОФТ «Элма-Малахит» ГУП «Пульсар» ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН «Светлана - Оптоэлектроника» МИСиС ИФ НАН Беларуси «Нитридные кристаллы» ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН СПбГПУ ΠΡΟCΟΦΤ НОК СПб ФТ НОЦ РАН «Светлана-Рост» МГУ им. М.В.Ломоносова

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ:

П.С.Копьев, председатель А.Э.Юнович, зам. председателя А.В.Сахаров, секретарь С.В.Иванов С.Ю.Карпов Л.М.Коган В.В.Лундин Ф.И.Маняхин М.Г.Мильвидский О.П.Пчеляков В.Г.Сидоров С.Ю.Шаповал ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН МГУ им. М.В.Ломоносова, ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН «Софт-Импакт» НПЦ «Оптэл» ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН МИСИС ГИРЕДМЕТ ИФП СО РАН СПбГПУ ИФТТ РАН

При поддержке

Российского Фонда Фундаментальных Исследований, Государственной корпорации «Российская Корпорация Нанотехнологий»

AIXTRON

LayTec

CREE

VEECO TDI Inc ПРОСОФТ

«Светлана-Оптоэлектроника»

. «Научное и технологическое оборудование»



РОССИЙСКИЙ ФОНД ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ



ГОСУДАРСТВЕННАЯ КОРПОРАЦИЯ РОССИЙСКАЯ КОРПОРАЦИЯ НАНОТЕХНОЛОГИЙ















The Business of Science*

Company



ЭПИТАКСИЯ И ОБЪЕМНЫЙ РОСТ

10 лет компании TDI: разрабатока HVPE технологии А. Усиков, О. Коваленков, А. Циркин, В.Суховеев, В. Иванцов, Л.Шаповалова, А. Волкова	11
Гидридная газофазная эпитаксия как метод производства подложек GaN: технологические прорывы и достигнутые результаты <i>B. Schineller, M. Heuken</i>	13
Гидридная газофазная эпитаксия индий-содержащих III-нитридов A.L.Syrkin, V.A.Ivantsov, O.Kovalenkov, A.Usikov, and V.A.Dmitriev	15
Рост объемных кристаллов GaN методом HVPE в реакторе вертикального типа Ю.В. Жиляев, П.А. Ксенофонтов, Ю.Н.Макаров, В.Н.Пантелеев, Н.К.Полетаев, С.Н.Родин, А.С.Сегаль , С.А.Смирнов, И.В.Толканов, П.В.Томашевич, Х.Хелава	17
Сублимационный рост объемных кристаллов нитрида алюминия диаметром два дюйма Т.Ю. Чемекова, О.В. Авдеев, С.С. Нагалюк, А.С. Сегаль, Е.Н. Мохов, Ю.Н. Макаров	18
Моделирование хлоридно-гидридной эпитаксии AIN и AIGaN Д.С. Базаревский, М.В. Богданов, А.С. Сегаль, Е.В. Яковлев	20
Получение нитрида алюминия на сапфире в восстановительной среде Х.Ш-о. Калтаев, С.В. Нижанковский, А.Я. Данько, Н.С. Сидельникова, М.А. Ром, П.В.Матейченко	22
MOCVD реакторы для массового производства структур на основе GaN для в твердотельного освещения и силовой электроники F. Schulte, B. Schineller, A.Boyd, O.Rockenfeller, Y. Dikme	23
Применение низкокогерентной оптической интерферометрии для оптимизации параметров роста буферных слоев GaN П. Волков, Е. Вопилкин А. Горюнов, В. Данильцев, Ю. Дроздов, А. Лукьянов, А. Тертышник, О. Хрыкин, В. Шашкин	24
Выращивание неполярного A-GaN на подложках с-сапфира методом HVPE O. Kovalenkov, A. Volkova, A. Syrkin, and V. Ivantsov	26
Новый метод получения подложек на основе кремния для низкодефектного роста нитрида галлия С.А. Кукушкин, А.В. Осипов, Н.А. Феоктистов	28
Количественный анализ <i>in-situ</i> измерений изгиба подложки при росте III-нитридов E. Steimetz, M. Borasio, T. Trepk, and JT. Zettler	30
Условия роста и морфология поверхности при МОС-гидридном осаждении AlN A.B. Лобанова, Е.B. Яковлев, P.A. Талалаев, S.B. Thapa, F. Scholz	31
МО ГФЭ AIN из триметилалюминия и молекулярного азота В.В.Лундин, Е.Е.Заварин, М.А.Синицын, М.А.Яговкина, А.Ф.Цацульников	33
InGaAlN гетероструктуры для светодиодов, выращенные на профилированных сапфировых подложках в.В. Лундин, Е.Е. Заварин, М.А. Синицын, А.Е. Николаев, Е.Ю. Лундина, А.В. Сахаров, С.И. Трошков, А.Ф. Цацульников	35
Исследование морфологии поверхности AlGaN в процессе млэ роста методом дифракции быстрых электронов В.Г. Мансуров, А.Ю. Никитин, Ю.Г. Галицын, К.С. Журавлев	37
Нитридизация арсенида галлия в низкоэнергетической плазме Д.О. Мазунов, В.И. Осинский, В.Г. Вербицкий, В.И. Глотов	39

Высококачественные нелегированные и легированные Mg слои GaN(000ī)/с-Al ₂ O ₃ , полученные методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота <i>А.М. Мизеров, В.Н. Жмерик, В.К. Кайдашев, Т.А. Комиссарова, А.А. Ситникова, С.А.</i> <i>Масалов, С.В. Иванов</i>	41
Эффективный метод экспресс-характеризации подложек SiC <i>М.Г. Мынбаева</i>	43
Пористые free-standing подложки GaN М.Г. Мынбаева, А.Е. Николаев, А.С. Зубрилов, Н.В. Середова, К.Д. Мынбаев, А.А. Ситникова	45
Молекулярно пучковая эпитаксия (AlGaIn)N с газовыми источниками для УФ оптоэлектронных приборов С. А. Никишин	47
Экспоненциальный рост плотности зародышей GaN на AlN в условиях аммиачной молекулярно-лучевой эпитаксии А.Ю. Никитин, В.Г. Мансуров, Ю.Г Галицын, К.С. Журавлев, Р. Tronc	49
Получение гетероструктур GaN/InGaN методом аммиачной МЛЭ с использованием «смачивающего» слоя металлического индия А.Н. Алексеев, А.Э. Бырназ, Д.М. Красовицкий, М.В. Павленко, С.И. Петров, Ю.В. Погорельский, И.А. Соколов, М.А. Соколов, М.В. Степанов, А.П. Шкурко, В.П. Чалый	51
Нанокристалы и нанотолщинные пленки AIN: CVD синтез из газовой фазы, структура и применение Б.В.Спицын, И.М.Котина, А.В.Манчуковский, А.Н.Блаут-Блачев, В.П.Стоян, В.В.Матвеев	53
Заращивание поверхностных дефектов в пленках GaN методом многоразового ионно- лучевого осаждения-переосаждения наноразмерного оксидного слоя <i>А.В. Беспалов, А.И. Стогний, Н.Н. Новицкий, А.С. Шуленков</i>	55
Квазиподложки AlN/SiC большой площади V.Soukhoveev, A. Volkova, V. Ivantsov, O. Kovalenkov, A. Syrkin, A. Usikov	57
Свойства вертикально ориентированных одномерных AIN наноструктур, выращенных в хлорид-гидридной системе Д.В. Цветков, А.В. Давыдов, И. Левин, А. Motayed J. Melngailis	59
Влияние водорода на рост нитридов методом МО ГФЭ Е.В. Яковлев, Р.А. Талалаев, А.С. Сегаль, А.В. Лобанова, В.В. Лундин, Е.Е. Заварин, М.А. Синицын, А.Ф. Цацульников, А.Е. Николаев	61
Встраивание Al при латеральной эпитаксии GaN в режиме управляемого фасетирования Н.Л.Яковлев, Х.Л.Жоу, С.Трипати, Х.Л.Сенг, С.Д.Чуа	63
О роли водорода в формировании эпитаксиальных слоев GaN Е.Е. Заварин, В.В. Лундин, М.А. Синицын, Н.А. Черкашин, А.Ф.Цацульников	65
СВЕТОДИОДЫ И ЛАЗЕРЫ НА ОСНОВЕ III-N: ТЕХНОЛОГИЯ И СВОЙСТВА	
Флип-чип светодиоды на основе гетероструктур AlGaInN, выращенных на подложках SiC Е.М. Аракчеева, И.П. Смирнова, Л.К. Марков, Д.А. Закгейм, М.М. Кулагина	67
Исследования и анализ зависимости квантового выхода светодиодов на основе материалов AlGaInN от плотности тока в неразогревающем режиме <i>А.Л. Архипов, С.Г. Никифоров</i>	69
Полупроводниковая светотехника ОАО «НИИПП» А.П. Абрамовский, Н.Н. Бакин, А.А. Вилисов, Д.Д. Каримбаев, Т.И. Коханенко, А.А. Пономарёв, П.Н. Тымчишын, Э.Ф.Яук	71
p-n переходы на основе InGaN как газовые сенсоры А.А. Птащенко, Ф.А. Птащенко, О.А. Блажнова	72
Особенности спектров электроотражения гетероструктур типа GaN/AlGaN/InGaN Л.П. Авакянц, М.В. Агапов, П.Ю. Боков, А.В. Червяков, А.Э. Юнович, Б.С. Явич	74

Влияние электронного и оптического ограничения на характеристики ультрафиолетовых лазерных диодов К.А. Булашевич, М.С. Рамм, С.Ю. Карпов	76
Тепловой анализ качества посадки кристаллов светодиодов Ю.А. Бумай, О.С. Васьков, Д.С. Доманевский, С.А. Манего, Ю.В. Трофимов	78
Влияние температуры на эффективность светодиодов REBEL А.В. Данильчик, Е.В. Луценко, Н.В. Ржеуцкий, В.З. Зубелевич, В.Н. Павловский, Г.П. Яблонский	80
Электролюминесценция InGaN/GaN гетероструктур, выращенных на неполярных подложках LiAlO ₂ Е. В. Луценко, А. В. Данильчик, Н. В. Ржеуцкий, В. Н. Павловский, Г. П. Яблонский, М Хойкен, Б. Шинеллер, И. Дикме, Х. Беменбург, Х. Калиш, Р. Х. Янсен, Т. С. Вен	82
Исследование квантовой эффективности мощных нитридных светодиодов D. Lee, D. Byrne, F. Lu and W. Quinn	84
Люминофорный слой в форме капли в белых светодиодах А.А. Богданов, Л.М.Втюрина, А.В. Феопентов	86
Исследования светодиодов кругового действия во внешних цилиндрических и параболоцилиндрических отражателях Э.М. Гутиайт, Л.М.Коган, И.Т. Рассохин, А.М. Сидоров	88
Применение методов цветной катодолюминесценции в рэм для выявления и локализации дефектов в светодиодных гетероструктурах на основе InGaN/AlGaN/GaN П.В. Иванников, А.И. Габельченко, П.А. Мирошников, М.В. Чукичев, А.Э. Юнович, М.А. Агапов, Е.Д. Васильева, Б.С. Явич	90
Повышение эффективности излучательной рекомбиниации в AlGaN гетероструктурах с квантовыми ямами, выращенных дискретной субмонослойной молекулярно-пучковой эпитаксией В.Н. Жмерик, А.М. Мизеров, Т.В.Шубина, А.В.Сахаров, К.Г. Беляев, М.В.Заморянская, А.А.Ситникова, П.С.Копьев, Е.В.Луценко, А.В.Данильчик, Н.В.Ржеуцкий, Г.П.Яблонский, С.В. Иванов	92
Анализ нетермических механизмов падения эффективности излучения нитридных светодиодов С.Ю.Карпов, К.А.Булашевич, В.Ф.Мымрин	94
Мощные светодиоды с ультрафиолетовым и зеленым излучением Н.А. Гальчина, Л.М. Коган, Ю.А. Портнягин, И.Т.Рассохин, Н.П. Сощин	96
Новые светодиодные осветители Л.М. Коган, И.Т.Рассохин	98
Ультрафиолетовые светодиоды, выращенные на подложках AlN В.В.Лундин, Е.Е.Заварин, М.А.Синицын, А.Е.Николаев, А.В.Сахаров, А.Ф.Цацульников, Т.Ю.Чемекова, Е.Н.Мохов, О.В. Авдеев, С.С. Нагалюк,Ю.Н. Макаров	100
Использование InGaN/GaN лазеров для накачки "зеленых" лазеров на ZnCdSe множественных квантоворазмерных вставках Е.В. Луценко, А.Г. Войнилович, А.В. Данильчик, В.Н. Павловский, Н.П. Тарасюк, Г.П. Яблонский, С.В. Сорокин, И.В. Седова, С.В. Гронин, С.В. Иванов	102
Метод исследования деградации излучающих свойств материалов на основе InGaN с помощью прецизионных измерений светового потока С.Г. Никифоров, А.Л. Архипов	104
Частичная когерентность излучения мощных светодиодов на основе III-нитридов В.И. Осинский, Е.И. Новиков, А.В.Раков	106
Температурная зависимость эффективности инжекции в светодиодных гетероструктурах на основе AllnGaN <i>А.С. Павлюченко⁺, И.В. Рожанский, Д.А. Закгейм</i>	108
Исследование воздействия импульсных токовых перегрузок на мощные светодиоды А.Г. Полищук, А.Н. Туркин [,] , В.М. Харитонов	110

Исследование воздействия нейтронов и гамма квантов на люмен-амперные характеристики p-n*-n-гетероструктур на основе фосфида и нитрида галлия индия алюминия <i>И.В. Рыжиков, В.С. Виноградов, А.С. Фирсов</i>	111
Высокая квантовая эффективность синих светодиодов - слагаемые успеха Н.М.Шмидт, М.Г. Агапов, Е.В. Богданова, А.А. Грешнов, А.Л. Закгейм, Д.А. Лавринович, В.В. Ратников, О.А. Солтанович, А.Е. Черняков, В.А. Уелин, Е.Б. Якимов	113
Флип-чип светодиоды AlGaInN с <i>p</i> -контактом на основе пленок ITO И.П. Смирнова, Л.К. Марков, Е.М. Аракчеева, М.М. Кулагина, А.С. Павлюченко	115
Эффективные фторидно-оксидные фотолюминофоры для белых светодиодов на основе In-Ga-N структур Сощин Н.П., Ло Вей Хун, P.Tsai	117
Светодиоды теплого белого свечения на основе p-n- гетероструктур InGaN/AlGaN/GaN, покрытых люминофорами из иттрий-гадолиниевых гранатов <i>Н.П.Сощин, Н.А.Гальчина, Л.М. Коган, С.С. Широков А.Э. Юнович</i>	119
Ионно-лучевое формирование прозрачного омического контакта Au/BeO на p-GaN А.И. Стогний, Н.Н. Новицкий, Е.В. Луценко, А.С. Шуленков, А.В. Беспалов, А.А. Евдокимов	121
Локализация области электролюминесценции в гетероструктурах GaN/InGaN с системой множественных квантовых ям А.А. Арендаренко, И.Г. Ермошин, Ю.Н. Свешников, И.Н. Цыпленков	123
Сравнительные исследования КПД мощных синих светодиодов Ю.В. Трофимов, В.И. Цвирко, П.П. Асламов	125
Исследование влияния импульсных токовых перегрузок на деградацию мощных светодиодов <i>А.Г. Полищук</i> , <i>А.Н. Туркин</i> , <i>В.М. Харитонов</i>	127
Исследование системы «кристалл+люминофор» для эффективных белых светодиодов А.Н. Туркин, С.С. Широков, А.Э. Юнович, Р. Джаббаров, Н. Мусаева, F. Scholz, T. Wunderer	128
Высокомощные синие и белые светодиоды ИРС50/МК24: конструкция и характеристики в сравнении с зарубежными аналогами Д.А.Антоненков, Д.А.Бауман А.А.Богданов, Е.Д.Васильева, А.Л.Закгейм, Д.А.Закгейм, Г.В.Иткинсон, А.Е.Черняков, А.В.Феопентов	130
Исследование температурных полей в мощных InGaN/GaN светодиодах с помощью ИК тепловизионного микроскопа А.Л.Закгейм, М.Н.Мизеров, А.Е.Черняков, Н.М.Шмидт	132
Мощный полупроводниковый источник света с динамически управляемыми характеристиками для систем «интеллектуального» освещения С.В. Демин, А.Л.Закгейм, М.Н.Мизеров, О.Н.Сараев, А.Е. Черняков, А.Ф. Чумаченко	134
InGaN светодиодные гетероструктуры с р-активной областью Д.А. Закгейм, Д.А. Бауман, М.Г. Агапов	136
Моделирование процессов деградации полупроводниковых излучательных структур на основе нитридов галлия процессами разрушения при абляции материалов лазерными импульсами фемтосекундной длитильности И.Н. Завестовская, П.Г. Елисеев, О.Н. Крохин	138

ТРАНЗИСТОРЫ НА ОСНОВЕ III-N: ТЕХНОЛОГИЯ И СВОЙСТВА

Опыт разработки GaN CBЧ полевых транзисторов ФГУП «НПП «ПУЛЬСАР»	140
И.М. Аболдуев, Н.Б. Гладышева, А.А. Дорофеев, Ю.В. Колковский, В.М. Миннебаев	
Гетероэпитаксиальные структуры на основе нитрида галлия для полевых транзисторов И.Г. Ермошин, Ю.Н. Свешников, И.Н. Цыпленков	142
Электрические и шумовые характеристики транзисторов на основе GaN нанопроволок С.Л. Румянцев, М.S. Shur, М.Е. Левинштейн, А. Motayed, A.V. Davydov	144

Влияние электронного облучения на характеристики транзисторных структур на основе нитрида галлия А.Я. Поляков, Н.Б. Смирнов, А.В. Говорков, Н.Г. Колин, В.М. Бойко, Д.И. Меркурисов, S.J. Pearton	146
Частотные характеристики AlGaN/GaN- HEMT- транзисторов с различной длиной и шириной затворов В.Г. Мокеров, А.Л.Кузнецов, Ю.В.Федоров, Е.Н.Енюшкина, А.С.Бугаев, А.Ю.Павлов, Д.Л.Гнатюк, А.В.Зуев, Р.Р.Галиев, Ю.Н.Свешников, А.Ф.Цацульников, В.М.Устинов	148
Многослойные гетероструктуры AIN/AIGaN/GaN/AIGaN с высокой слоевой плотностью электронов А.Н. Алексеев, А.Э. Бырназ, Д.М. Красовицкий, М.В. Павленко, С.И. Петров, Ю.В. Погорельский, И.А. Соколов, М.А. Соколов, М.В. Степанов, А.П. Шкурко, В.П. Чалый	150
Многослойные гетероструктуры AlN/AlGaN/GaN/AlGaN для мощных полевых CBЧ- транзисторов на теплопроводящих подложках А.Н. Алексеев, А.Э. Бырназ, Д.М. Красовицкий, М.В. Павленко, С.И. Петров, М.Ю. Погорельский, И.А. Соколов, М.А. Соколов, М.В. Степанов, А.П. Шкурко, В.П. Чалый	151
СВОЙСТВА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ И ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ ІІІ-N	
Само-компенсация доноров в кристаллах AlN: исследования методами высокочастотного ЭПР и ДЭЯР П.Г. Баранов, А.П. Бундакова, С.Б. Орлинский .Я. Шмидт, М. Бикерманн, Б.М. Эпельбаум, А. Виннакер	153
Аккумуляционный нанослой ультратонких интерфейсов Cs, Ba/n-InGaN Г.В. Бенеманская, М.Н. Лапушкин, С.Н. Тимошнев, В.Н. Жмерик	155
Шунтовой сплавной омический контакт к нитридам галлия и аллюминия Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, О.В. Константинов, Е. А. Поссе	157
Уровень локальной зарядовой нейтральности в нитридах A3N: BN, AlN, GaN, InN В.Н. Брудный, А.В. Кособуцкий, Н.Г.Колин	159
Поверхностные состояния на границе раздела n-InN – электролит А.А. Гуткин, М.Э. Рудинский, П.Н. Брунков, А.А. Клочихин ⁻ , В.Ю. Давыдов, НҮ. Chen, S. Gwo	161
Исследование ПАВ в монокристаллах нитрида алюминия, полученных сублимационным методом	163
<i>Т.Ю. Чемекова, А.В. Сотников, Р.Кунце, Х.Шмидт, М.Вайнахт, Е.Н.Мохов, Ю.Н. Макаров</i> К расчету величины спонтанной поляризации и диэлектрических проницаемостей III-N соединений <i>С.Ю. Давыдов</i>	165
Исследование динамики кристаллической решетки InN:Mg В.Ю. Давыдов, М.Б. Смирнов, Ю.Э. Китаев, А.А. Клочихин, А.Н.Смирнов, И.Н.Гончарук, William J. Schaff, S.Gwo	167
Форма полосы излучения светоизлучающих диодов (СИД) с одиночной квантовой ямой (КЯ) InGaN/GaN между легированными барьерами Д.С. Доманевский, Б.Г Арнаудов, Д.С. Бобученко, Ю.В Трофимов, Р.Д. Каканаков	169
Оптические, электрические свойства и структурные особенности гетероструктур на осное GaN, выращенных методами MOCVD и MBE К.Л. Енишерлова, И. Б. Гуляев, Э.М. Темпер, Т.Ф. Русак, Н.Н. Гладышева	171
Электронные состояния и оптические свойства плотного массива квантовых точек w- GaN/AIN (0001) С.Н.Гриняев, Г.Ф.Караваев, К.С.Журавлев, П.Тронк	173
Саморазогрев и затухарие фононов в GaN и AlN Mark Holtz	175

Электрические свойства GaN и Al _x Ga _{1-x} N, легированных Mg 17 <i>Т.А. Комиссарова</i> , В.Н. Жмерик, А.М. Мизеров, Н.М. Шмидт, Д.Р. Хохлов, С.В. Иванов	'9
Диагностический комплекс спектроскопии адмиттанса в широком диапазоне температур для исследования гетероструктур: светодиоды с множественными квантовыми ямами InGaN/GaN	;1
О.В. Кучерова, В.И. Зубков, Е.О. Цвелев, А.В. Соломонов	
Анизотропия упругих напряжений и дефектной структуры слоев GaN выращенных на R- грани сапфира <i>Р.Н.Кютт, В.В.Ратников, М.П.Щеглов</i>	13
Низкопороговая генерация при оптическом возбуждении и люминесценция InGaN/GaN 18	35
светодиодных тестовых гетероструктур, выращенных на кремнии Е.В. Луценко, А.Г. Войнилович, А.В. Данильчик, В.Н. Павловский, Н.П. Тарасюк, Г.П. Яблонский, H. Kalisch, R.H. Jansen, H. Behmenburg, Y. Dikme, B. Schineller, M. Heuken	
Дифрактометрические исследования структур GaN/Al ₂ O ₃ (0001) 18 Дьяконов Л.И., Козлова Ю.П., Марков А.В., Меженный М.В., Павлов В.Ф., Югова Т.Г.	;7
Пространственное разделение свободных носителей заряда в квантовых ямах (In,Ga)N/GaN <i>А.Н. Пихтин</i> , <i>О.В. Кучерова</i> , <i>С.А. Тарасов</i> , <i>Х. Липсанен</i> , <i>С. Суйхонен</i>	;9
 Неоднородности легирования и влияние толщины на структурное совершенство и спектры глубоких уровней в плёнках нитрида галлия, выращенных методом ELOG на сапфире А.Я. Поляков, Н.Б. Смирнов, А.В. Говорков, А.В. Марков, Е.Б. Якимов, П.С. Вергелес, In-Hwan Lee, S.J. Pearton 	1
Электрические свойства и структурные дефекты в нелегированных неполярных плёнках т- GaN, выращенных на m-SiC подложках стандартным методом mocvd, а также методом селективного латерального заращивания А.Я. Поляков, Н.Б. Смирнов, А.В. Говорков, А.В. Марков, Т.Г. Югова, Е.А. Петрова, Е.Б. Якимов, П.С. Вергелес, Н. Amano, Т. Kawashima	2
Напряжения и деформации в a-InN на r-сапфире 19 В.В.Ратников, Р.Н.Кютт 19	4
Влияние дефектов на туннельный ток в структурах w-GaN/AlGaN(0001) 19 А.Н. Разжувалов, С.Н. Гриняев	<i>i</i> 6
Исследование электрических и оптических свойств GaN методами фотолюминесценции и 19 поверхностного фотонапряжения <i>M. A. Reshchikov, M. Fousekis, and A. A. Baski</i>	8
Исследования транспорта носителей и безызлучательной рекомбинации в слоях квантовых точек InGaN/GaN(AIGaN) В.С. Сизов, А. В. Сахаров, А.Ф. Цацульников, В. В. Лундин	10
Рамановские и рентгенодифракционные исследования твердых растворов In _x Ga _{.x} N 20 А.Н. Смирнов, В.Ю. Давыдов, И.Н. Гончарук, Р.Н. Кютт, М.П. Щеглов, М.А. Яговкина, E.E. Заварин, М.А. Синицин, William J. Schaff S.Gwo	12
К вопросу об интерпретации температурной зависимости профилей эффективного 20 распределения носителей заряда, полученных на светодиодных гетероструктурах на основе InGaN методом вольт-фарадных характеристик О.А. Солтанович, Н.М. Шмидт, Е.Б. Якимов	14
Природа ферромагнетизма вюрцитных $Ga_{(1-x)}Mn_{(x)}N$ полупроводников 20 <i>F. Wilhelm, E. Sarigiannidou^c, E. Monroy, and A. Rogalev</i>	16
Характеризация пространственно неоднородных пленок GaN в РЭМ в режиме наведенного 20 тока <i>А.Я. Поляков. Н.Б. Смириов. А.В. Говорков. П.С. Варгелес. Б.Б. Якимов.</i>	8
π_{AA} . Поликов, п.в. Смирнов, л.в. говорков, п.с. верселес, Е.в. Лкимов Безгізницательная рекомбицанця в кранторых тонках GoN/AIN 11	0
И.А.Александров, К.С. Журавлев, В.Г. Мансуров, А.Ю. Никитин	U
Микротвердость эпитаксиальных слоев твердых растворов InGaN и InAIN, выращенных 21 методом HVPE	2

В.И.Николаев, А.Е.Николаев, Э.А.Клементьев

НЕСТАНДАРТНЫЕ ІІІ-N СТРУКТУРЫ И РОДСТВЕННЫЕ МАТЕРИАЛЫ

Получение пленок твердого раствора (SiC) _{1-x} (AIN) _x магнетронным распылением составных мишеней <i>М.К. Курбанов, Б.А. Билалов, Г.К. Сафаралиев, Рамазанов Ш.М.</i>	214
Оптические, электрические и структурные свойства твердых растворов (SiC) _{1-x} (AlN) _x Ш.М. Рамазанов, М.К. Курбанов, Б.А. Билалов, Г.К. Сафаралиев	216
Модели механизмов рассеяния фононов и расчет теплового сопротивления структур твердых растворов карбида кремния с нитридами алюминия (SiC) _{1-x} (AlN) _x . Б.А. Казаров, Н.В. Баландина, В.И. Алтухов	218
Природа полосы, возникающей в эпитаксиальных слоях GaN и квантовых ямах InGaN/GaN, легированных Eu В.В. Криволапчук, М.М. Мездрогина, Э.Ю. Даниловский, Р.В. Кузьмин, М.В. Заморянская, А.Н. Трофимов, Ю.В. Тубольцев	220
Гетероструктуры на основе ZnO/p-GaN <er+zn>, ZnO/p-AlGaN<er+zn> М.М. Мездрогина, В.В.Криволапчук, Э.Ю. Даниловский, Р.В. Кузьмин, С.В. Разумов, С.А. Кукушкин, А.В. Осипов</er+zn></er+zn>	222

ПРОМЫШЛЕННОЕ ПРОИЗВОДСТВО III-N СТРУКТУР

Инициатива государственной корпорации «Российская Корпорация Нанотехнологий» по развитию светодиодной индустрии С.С.Поликарпов	224
Высокопроизводительная MOCVD установка для твердотельного освещения A. Gurary, W. Quinn, E. Armour, S. Raman, and S. Kim	225
Массовое производство эффективных синих AllnGaN светодиодных структур Д.А.Бауман, Е.Д.Васильева, А.Л.Закгейм, Д.А.Лавринович, В.В.Уелин, А.Е.Черняков, Н.М.Шмидт, Б.С.Явич	227

10 YEARS OF TDI: DEVELOPING HVPE TECHNOLOGY

<u>A. Usikov</u>*, O. Kovalenkov, A. Syrkin, V.Soukhoveev, V. Ivantsov, L. Shapovalova, A. Volkova Technologies and Devices International an Oxford Instruments Company, 12214 Plum Orchard Dr., Silver Spring, MD 20904, USA, *e-mail: AUsikov@tdii.com

Technologies and Devices International, Inc. (TDI), was a privately held corporation established on August 27th in 1997. The Founder, President, and CEO of TDI was Dr. Vladimir Dmitriev until his passing on January 6th, 2008. Dr. Mike Spencer from Howard University assisted in establishing TDI. In this work we report on the progress of TDI has made in the field of HVPE technology during the last ten years from 1997 to 2007. This abstract was written in memory of Dr. Vladimir Dmitriev.

TDI is developing and manufacturing GaN, AlN, AlGaN, InN, and InGaN epitaxial and substrate materials. It has more than 100 customers worldwide. TDI has issued 18 patents and has 17 patents which are pending. TDI, Inc. has been recently awarded a US Patent on novel HVPE reactor for growth of high quality nitride semiconductor materials. This innovation allowed TDI to demonstrate the first 150-mm diameter GaN epitaxial films and to produce the world-first InGaN template substrates. TDI manufacturing and R&D facility is located in Silver Spring, Maryland, USA.

Recently TDI was acquired by the Oxford Instruments PLC and will be working with the Plasma Technology division. We are proud to join this leading manufacturer of high technology equipment and expect to further succeed in the development of our core technologies.

Core technology for nitride deposition is our novel proprietary patented Hydride Vapor Phase Epitaxiy (HVPE). Typically, GaN, AlN, AlGaN layers and multi-layer structures were grown by HVPE in a temperature of about 1000-1050°C in Ar ambient using metallic Ga and Al, as source materials, and HCl and NH₃ as active incoming gases. Mg and Zn served as acceptor impurities. C-plane sapphire, r-plane sapphire, and (0001) 6H SiC wafers were used as substrates. Stress control HVPE was explored to grow crack-free AlN layers on SiC substrates and control AlN/SiC bowing.

InGaN layers and multi-layer structures growth are performed in a temperature range from 600 to 750°C using GaCl₃ - InCl₃ - NH₃ gas system. Argon is used as a carrier gas. The HVPE grown AlN/sapphire and n-and p-GaN/sapphire templates serve as substrates for InGaN deposition.

Inherent features of the HVPE technology result in unique properties for fabricated III-N materials. HVPE is a low impurity background process (HCI-based self-cleaning process). This feature is of benefit to enhance p-type doping. Net donor concentration is less than 10^{16} cm⁻³ for undoped GaN layers. HVPE is a fast deposition process fabricating low-defect GaN materials. Low defect GaN layers having dislocation density in 10^7 cm⁻² range were grown by HVPE on sapphire substrates. HVPE-grown AlGaN and InGaN layers can be grown in a wide composition range. This feature allows us to fabricate green, blue, UV, and deep UV LED structures, all grown by HVPE. Wide growth rate range from 0.5 to 1000 µm/hr making it possible to grow from nm-thick to µm-thick layer in the same epitaxial run. This feature is important when growing various supper-lattice structures.

The economic benefits of nitride semiconductors fabricated by HVPE result from putting together low cost source materials such as Al, Ga, and In metals, a high deposition rate leading to short epitaxial runs and related lower costs of ownership due to reduced maintenance costs and down time.

At present HVPE as a manufacturing technology at TDI is mainly focused on templates fabricated for use as substrate materials for device structures growth (blue LDs, green-blue-violet LEDs, HEMTs, UV LEDs) by other techniques such as MOCVD and MBE. A template is a single III-N layer grown on foreign substrate such as sapphire, SiC, and silicon. Currently the industry standard is 2-inch diameter epitaxial wafers. Recently TDI has demonstrated the use of a multi-wafer epitaxial system for GaN on sapphire using 2" substrates. There is a clear trend in the industry to develop and commercialize GaN-based devices on larger substrates of 3-inch and 100-mm diameter.

GaN/sapphire templates are n-type, p-type and semi-insulating GaN layers grown on sapphire. n-type and p-type GaN/sapphire templates are used for blue-violet LED structures growth. These templates are fabricated on both polar and nonpolar sapphire substrates. Large area low-defect, low-cost GaN and InGaN template substrates having n-type and p-type conductivity fabricated by HVPE are much more cost effective substrate solution for Solid State Lighting than free-standing GaN substrates.

AlN and AlGaN templates fabricated on sapphire substrates are used for UV light emitters. AlN templates

fabricated on SiC substrates (AlN/SiC templates) are used for HEMT structures growth. InN templates find their application for sensors band solar cells and thera-gertz electronics. InGaN templates consisting of a single InGaN layer grown on a top of GaN/sapphire template are used for green LEDs.

TDI was first to prove that HVPE could also be used today to grow complete device structures. Based on these structures [1], In-free violet LEDs are produced in small volume. UV LEDs [2] and HEMT devices [3] have been demonstrated. Blue and green all-HVPE LED's were made utilizing InGaN MQW grown on p-GaN/sapphirte templates [4].

The main achievements of TDI in last ten years under Dr. Dmitriev leadership and marked as "first in HVPE technology" include fabrication of GaN free-standing wafers (1997), p-n GaN diodes (1998), fabrication of AIN free-standing wafers (1999), AlGaN/GaN heterostructures (2000), 3-inch GaN/sapphire template substrates and AlGaN/GaN submicron multi-layer structures (2001), 4-inch GaN/sapphire template substrates together with demonstration of AlGaN free-standing wafers and HEMT and UV LED structures (2002), thick crack-free AIN layers on SiC substrates fabricated by novel stress-control HVPE technology (2003), 6-inch AlN/Si epi wafers (2003), UV LEDs emitting at 340 nm and having mW-range of light output power(2003), 6-inch GaN/sapphire epi wafers (2004), AlGaN/sapphire template substrates transparent in UV spectral range at a wavelength longer than 265 nm (2004), 3-inch AlN/SiC template substrates for HEMTs (2005), GaN, AIN and InN nanostructures (nano wires) (2005), demonstration of two-dimension hole gas (2DHG) in AlGaN/GaN based structures (2005), 4-inch AlN/SiC template substrates (2006), GaN-based quantum well (QW) structures (2006), GaN growth with record high growth rate of about 1 mm/hr (2006), InGaN-based blue LEDs (450-480 nm) (2006), InGaN/InGaN superlattice structures (2006), InGaN-based green LEDs (500-510 nm) (2007), non polar a-plane InGaN/r-plane sapphire and a-plane InGaN/a-plane GaN/r-plane sapphire template substrates (2007), the GaN wafers consisting of 20-130 µm thick GaN layer deposited on the (0001) c-plane 100 mm sapphire substrates (2008).

Being TDI's team leader, Dr. Dmitriev was one of the leading contributors to and organizer of many key conferences on wide band gap materials and devices. He was initiator and co-organizer of Russian Workshops on GaN, AIN, InN, and related materials that started since 1997 (later transformed into a conference). In 1997 and 1998, he chaired the studies of "High Temperature Electronics in Japan" and "High Temperature Electronics in Europe."

The authors wish to thank all their friends and colleagues who helped compile this article in the memory of Dr. Vladimir Andreevich Dmitriev.

- Indium-free violet LEDs grown by HVPE. A.S. Usikov, D.V. Tvetkov, M.A. Mastro, A.I. Pechnikov, V.A. Soukhoveev, Y.V. Shapovalova, O.V. Kovalenkov, V.A. Dmitriev, B. O'Meara, S.A. Gurevich, E.M. Arakcheeva, A.L. Zakhgeim, H. Helava, phys. stat. sol. (c) 0, pp.2265-2269 (2003).
- [2] 341 nm emission from hydride vapor-phase epitaxy ultraviolet light-emitting diodes. G.A. Smith, T.N. Dang, T.R. Nelson, J.L. Brown, D. Tsvetkov, A. Usikov, V. Dmitriev: J. Appl. Phys. 95, p. 8247 (2004).
- [3] Hydride vapor phase epitaxy-grown AlGaN/GaN high electron mobility transistor. M.A Mastro, D. Tsvetkov, V. Soukhoveev, A. Usikov, V. Dmitriev, B. Luo, F. Ren, K.H. Baik, S.J. Pearton: Solid-State Electronics 47, pp. 1075-1079 (2003).
- [4] New results on HVPE growth of AlN, GaN, InN and their alloys. A. Usikov, V. Soukhoveev, A. Syrkin, O. Kovalenkov, A. Volkova, V. Sizov, V. Ivantsov, V. Dmitriev, phys. stat. sol. (c) 5, pp.1825-1828 (2008).

10 ЛЕТ КОМПАНИИ ТDI: РАЗРАБАТОКА НУРЕ ТЕХНОЛОГИИ

<u>A. Усиков</u>^{*}, **О.** Коваленков, A. Циркин, B.Cyховеев, B. Иванцов, Л.Шаповалова, A. Волкова Technologies and Devices International an Oxford Instruments Company, 12214 Plum Orchard Dr., Silver Spring, MD 20904, USA, *e-mail: AUsikov@tdii.com

В данной статье представлен обзор работ и достижений основанной В.Дмитриевым компании TDI в области роста слоев и гетероструктур на основе соединений III-N.

HYDRIDE VAPOR PHASE EPITAXY AS A PRODUCTION METHOD FOR FREE STANDING GAN SUBSTRATES: TECHNOLOGICAL BREAKTHROUGHS AND STATE OF THE ART

<u>B. Schineller^{*}, M. Heuken</u>

AIXTRON AG, Kackertstr. 15-17, D-52072 Aachen, Germany *e-mail: b.schineller@aixtron.com

Notably pioneered by Vladimir Dmitriev hydride vapor phase epitaxy (HVPE) has established itself as one of the most promising and versatile production technologies for the elusive GaN substrate. HVPE reactors exploit the chemical reaction of GaCl and ammonia to GaN_s which allows growth rates of several 100 μ m per hour. Thus, layers of sufficient thickness to achieve the mechanical stability required for free standing substrates as well as a desired reduction of dislocations by mutual annihilation can be grown. Due to its technological lead, HVPE currently offers advantages over rival technologies such as ammonothermal growth or the high-pressure solution growth method in terms of process control and stability.

In general, two approaches for the realization of such substrates can be envisaged. The first approach is based on thick growth on sapphire templates and a subsequent removal of the seed substrate (see figure 1). This approach has been pursued to commercial viability by TDI Inc who have risen to the forefront of suppliers for substrates in the AlInGaN material system. The second approach uses HVPE to produce semi-boule-like layers suitable for a wafering process (see figure 2). This technique allows the use of GaN seeds which results in an inherent reduction of the number of dislocations with every growth run. Usually, vertical HVPE reactors (VHVPE-reactors) are used with the boule hanging from the top to minimize the impact of particle inclusions from ammonium-chloride which forms at the end of the process.

In 2007 AIXTRON has extended its range of HVPE growth equipment by introducing a commercially available VHVPE tool for the mass production of GaN-based boules (see figure 3). A vertical approach with the boule hanging from the top was employed (see figure 4). The precursor gases are injected through a laminar flow design injector head at the bottom of the reactor while the boule can be rotated for uniformity and retracted upward at the speed of growth. This keeps the process relevant distance from the injector to the growth front constant as the boule grows longer. The relevant reactive process gases are spatially separated by sheath flows to prevent pre-reactions. Special care must be addressed to the treatment of the exhaust gases since HCl and ammonia tend to react to ammonium-chloride when the ambient temperature drops below approx. 340°C.

Growth results from prototype and production type VHVPE systems achieved in collaboration with research partners exhibit a significant reduction of the dislocation-associated etch pit density (EPD) from $2x10^6$ cm⁻² to $1x10^5$ cm⁻² when the thickness of the layer increases from 250 µm to 2 mm when heteroepitaxial GaN-on-sapphire templates are used as seed material. This proves the expected annihilation of dislocations in thicker layers. The RMS roughness of the layers measured by AFM remains at a constant 3 nm for a $10x10 \ \mu\text{m}^2$ scan field. In low temperature photoluminescence measurements in the excitonic region structures up to the free B-exciton can be resolved. This is indicative of a high crystal quality. The current focus of development is the expansion of the growth to longer boules suitable for wire sawing.

ГИДРИДНАЯ ГАЗОФАЗНАЯ ЭПИТАКСИЯ КАК МЕТОД ПРОИЗВОДСТВА ПОДЛОЖЕК GaN: ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОРЫВЫ И ДОСТИГНУТЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

<u>B. Schineller</u>*, M. Heuken AIXTRON AG, Kackertstr. 15-17, D-52072 Aachen, Germany *e-mail: b.schineller@aixtron.com

В 2007 году Аикстрон расширил ряд производимого эпитаксиального оборудования за счет вертикального реактора для массового производства кристаллов GaN. Оптимизация дизайна ростовой установки позволила существенно снизить плотность ямок травления связанных с дислокациями с $2x10^6$ см⁻² до $1x10^5$ см⁻² при увеличении толщины слоя с 250 мкм до 2 мм, при использовании слоя GaN на сапфире в качестве затравки. Высокое качество полученного материала также подтверждается данными оптических и структурных исследований.

(Russian text is written by editors. Русский текст – ред. сборника)





Fig. 1: Single layer approach: templates are overgrown with thick GaN layers and later lift-off the foreign substrate.



Fig. 3: photograph of a GaN boule growth system.

Fig. 2: semi-boule approach: a long semi-boule is grown onto a GaN seed substrate and sawed into individual wafers. One of the wafers is reused for the subsequent growth run.



Fig. 4: schematic cross section of a VHVPE GaN boule grower.

HYDRIDE VAPOR PHASE EPITAXY OF INDIUM CONTAINING GROUP III NITRIDES

A.L.Syrkin*, V.A.Ivantsov, O.Kovalenkov, A.Usikov, and V.A.Dmitriev

TDI, Inc. An Oxford Instruments Company, 12214 Plum Orchard Dr., Silver Spring, MD 20904, USA, ph.: +1(301)5727834, e-mail: ALSyrkin@tdii.com;

Fast growing interest in solid state light sources based on group III nitrides has attracted significant effort in the development of new cost-effective methods for mass production of these materials. Hydride vapor phase epitaxy (HVPE) is one of the most promising ways to provide high crystalline quality nitride substrate materials and device structures [1] with low production cost. Indium based ternary (InGaN, InAIN) and quaternary (InGaAIN) compounds are of great interest for band gap engineering of III-nitrides to match the lattice parameters of the materials with various band gaps. Even though much effort has been spent previously in developing reliable HVPE growth technology, the thermodynamic limitations leave small room for HVPE growth of indium containing nitrides at close to thermal equilibrium conditions. The results of these efforts are limited and the material properties are far from meeting the requirements of device applications.

In this work we present the overview of our results on growth of In-containing group III nitrides by a modified HVPE method. We demonstrate the growth of InN and InGaN layers and light emitting diode structures from InCl₃, GaCl₃, and ammonia in the temperature range from 550° to 750°C. HVPE grown n-and p-GaN/c-plane sapphire templates were used as substrates.



Fig.1. X-ray diffraction reciprocal space map of pseudomorphically strained (a), and fully relaxed (b) InGaN on GaN on sapphire layers grown by HVPE.

Layers with compositions in the range from pure GaN to 45% InGaN and pure InN were grown. The growth rates were about 1-2 μ m/h. Composition of the In_xGa_{1-x}N layers was controlled by changing both temperature of InCl₃ and GaCl₃ sources and growth temperature. Simple and multi-quantum well (MQW) all HVPE upside down LED structures were demonstrated covering the blue and green range of emission. Structural studies have shown a high crystalline quality of the InGaN and InN grown layers. Both pseudomorphic (fully strained) and fully relaxed layers were observed when grown on GaN template substrates (Fig. 1 a and b). Room temperature photoluminescence studies show the emission from InGaN layers in a visible range with the position of maxima depending on layers composition and from InN edge emission at about 0.8 eV. Five pairs In_{0.2}Ga_{0.8}N/In_{0.14}Ga_{0.86}N MQWs with the period of approximately 16 m were grown on top of magnesium doped p-GaN on sapphire template. This structure formed all HVPE MQW upside-down LED. The technological and optical advantages of these type of the structures will be

discussed. Processed and characterized LED structures showed emission in the blue and green range of the spectrum [2].

InN template substrates were used for subsequent molecular beam homoepitaxial growth. The resulting InN layers demonstrated improvement of the structural and optical properties over the layers grown heteroepitaxially on GaN templates in the same run [3].

Issues on the HVPE growth of In-containing Group III nitride compounds will be discussed. These will include strain relaxation, growth in non-polar and semi-polar directions, phase separation, and content control.

We greatly acknowledge the continuous support of this research from the US Department of Energy and DARPA. We express our gratitude to our colleagues from the US Army Research Laboratory, PARC, and Ioffe Institute RAS for their fruitful collaboration.

- [1] V. Dmitriev, A. Usikov, "Hydride Vapor Phase Epitaxy of Group III Nitride Materials." in "III-Nitride Semiconductor Materials", pp. 1-40, (ed. Z.C. Feng), 2006 Imperial College Press. ISBN 1-86094-636-4.
- [2] A.Syrkin, V. Ivantsov, O. Kovalenkov, A. Usikov, V. Dmitriev, Z. Liliental-Weber, M. L. Reed, E. D. Readinger, H. Shen, M. Wraback, "First all-HVPE grown InGaN/InGaN MQW LED structures for 460-510 nm", Phys. Stat. Sol.(c) (2008) Published online. http://www3.interscience.wiley.com/cgi-bin/fulltext/118821394/PDFSTART
- [3] A. L. Syrkin, V. Ivantsov, A. Usikov, V. A. Dmitriev, G. Chambard, P. Ruterana, A. V. Davydov, S. G. Sundaresan, E. Lutsenko, A. V. Mudryi, E. D. Readinger, G. D. Chern-Metcalfe, M. Wraback, "InN layers grown by the HVPE", Phys. Stat. Sol.(c) 5(6), (2008) pp.1792-1794

ГИДРИДНАЯ ГАЗОФАЗНАЯ ЭПИТАКСИЯ ИНДИЙ-СОДЕРЖАЩИХ Ш-НИТРИДОВ

<u>А.Л.Циркин</u>*, В.А.Иванцов, О.Коваленков, А.Усиков, <mark>В.А.Д</mark>митриев

TDI, Inc. An Oxford Instruments Company, 12214 Plum Orchard Dr., Silver Spring, MD 20904, USA, ph.: +1(301)5727834, e-mail: ALSyrkin@tdii.com;

В работе представлен обзор результатов по росту In-содержащих нитридов III группы модифицированным методом гидридной газофазной эпитаксии. Нами были выращены слои InN и InGaN и светодиодные структуры используя в качестве источноков InCl₃, GaCl₃ и аммиак. Температура роста составляла от 550°C до 750°C. В качестве подложек при росте использовались слои GaN n- и p- типа проводимости выращенные на с-сапфире методом HVPE.

РОСТ ОБЪЕМНЫХ КРИСТАЛЛОВ GaN МЕТОДОМ НVPE В РЕАКТОРЕ ВЕРТИКАЛЬНОГО ТИПА

<u>Ю.В. Жиляев</u>^{1*}, П.А. Ксенофонтов², Ю.Н.Макаров², В.Н.Пантелеев¹, Н.К.Полетаев¹, С.Н.Родин¹, А.С.Сегаль ³, С.А.Смирнов², И.В.Толканов², П.В.Томашевич², Х.Хелава ²

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

тел. +7(812)292316, e-mail: zhilyaev@jyuv.ioffe.rssi.ru

²ООО "Галлий-Н", пр. Энгельса, 27, 194156, Санкт-Петербург

³ООО "Софт-Импакт", пр. Энгельса, 27, 194156, Санкт-Петербург

Создана установка для выращивания объемных кристаллов нитрида галлия методом HVPE в реакторе вертикального типа, который состоит из нескольких концентрических труб и вращающегося подложкодержателя, находящегося в верхней части реактора. Газы, вступающие в реакцию осаждения, - аммиак и хлорид галлия, разделены вплоть до непосредственной близости от подложки. Дополнительные потоки газа возле стенок реактора предотвращают осаждение на стенках реактора. Непрерывная подпитка галлиевого источника позволяет выращивать нитридгаллиевые були в течение десятков часов. Побочные продукты реакции (HCl, NH₄Cl, GaCl₃) удаляются через высокотемпературный выход, чтобы предотвратить их осаждение внутри реактора.

Выполнена серия экспериментов по выращиванию толстых слоев нитрида галлия. Получены слои GaN на сапфировых подложках толщиной до 3 мм, достигнута скорость роста до ~350 мкм/час. В спектрах фотолюминесценции полученных образцов, измеренных при температуре T=77K, наблюдались: линия экситона, связанного на акцепторе, донорно-акцепторная полоса с фононными повторениями и полоса рекомбинационного излучения в желто-зеленой области, связанная с рекомбинационным излучение на собственных дефектах. В выполненной серии экспериментов увеличение скорости роста эпитаксиальных слоев приводило к относительному увеличению интенсивности дефектной полосы в спектрах фотолюминесценции по сравнению с интенсивностям других линий, присутствующих в спектрах фотолюминесценции. Полуширина кривой качания дифракции рентгеновских лучей для лучших образцов составляет - $\omega_0 = 7'$.

VERTICAL HVPE GROWTH OF BULK GaN CRYSTALS

 <u>Y.V. Zhilyaev¹</u>*, P.A. Ksenofontov², Y.N. Makarov², V.N.Panteleev¹, N.K.Poletaev¹, S.N.Rodin¹, A.S.Segal³, S.A.Smirnov², I.V.Tolkanov², P.V.Tomashevich², X.Xelava².
 ¹ Ioffe Physico-Technical Institute, Polytekhnicheskaya, 26, 194021, St Petersburg phone. +7(812)292316, e-mail: zhilyaev@jyuv.ioffe.rssi.ru;
 ²"Gallium-N Ltd", Engelsa , 27, 194156, St.Petersburg
 ³"Soft-Impact Ltd", Engelsa , 27, 194156, St.Petersburg

Chloride Vapor Phase Epitaxy was used to grow bulk 2 inch GaN in vertical reactor. 3mm GaN layers has been grown on sapphire substrate, using growth rates up to 350 microns per hour. FWHM of X-ray rocking curve for the best sample was 7'. PL spectra at 77K demonstrated exciton and donor-acceptor lines.

СУБЛИМАЦИОННЫЙ РОСТ ОБЪЕМНЫХ КРИСТАЛЛОВ НИТРИДА АЛЮМИНИЯ ДИАМЕТРОМ ДВА ДЮЙМА

<u>Т.Ю.Чемекова</u>*, О.В. Авдеев, С.С. Нагалюк, А.С. Сегаль, Е.Н. Мохов, Ю.Н. Макаров.

ООО «Нитридные кристаллы», пр. Энгельса, 27, 194156 Санкт-Петербург тел.+7(812)7031397, e-mail: chemekova@n-crystals.fi.ru

Монокристаллические подложки нитрида алюминия (AlN) требуются для производства приборов УФ оптоэлектроники и высокочастотной силовой электроники, основанных на гетероструктурах нитридов III группы. Такие подложки получаются в результате сублимационного роста и постростовой обработки (калибровка, резка, шлифовка и химико-механическая полировка) объемных монокристаллов AlN. Одной из проблем данной технологии в настоящее время является отсутствие монокристаллической затравки AlN большого диаметра для выращивания крупных монокристаллов высокого качества. В настоящей работе мы обсуждаем разработанную нами технологию получения требуемых промышленностью объемных кристаллов AlN диаметром два дюйма.

Технология включает приготовление поликристаллического источника AIN большого диаметра и высокой степени чистоты и приготовление высококачественных монокристаллических подложек AIN диаметром два дюйма.

Источник готовиться из коммерческого порошка AlN методом сублимации-реконденсации при определенном соотношении температуры и давления. Подобная обработка порошка позволяет избавиться от посторонних примесей, включая трудноудаляемый кислород. По данным плазменной масс спектрометрии (GDMS) в результате перегонки содержание примесей снижается до десятков ррт, а кислород удаляется практически полностью.

Приготовление затравок AIN является ключевым моментом технологии, так как затравка определяет качество и свойства выращенного на ней объемного кристалла.

В соответствии с разработанной нами технологией мы изготовляем подобные затравки методом сублимационного наращивания монокристаллического слоя AlN толщиной 2-4 мм на двухдюймовой подложке карбида кремния (SiC) 6H политипа (рис.1). Процесс проводится в предварительно карбонизированных танталовых тиглях. Наилучшие результаты получены при использовании подложек ориентации «off-axis» с отклонением 3-6 ° от оси C и с кремниевой ростовой стороной. Ростовая («as-grown») поверхность кристаллов, выращенных на таких подложках, не травится, остается гладкой даже при увеличении времени и температуры травления и, следовательно, может быть идентифицирована как алюминиевая сторона. В некоторых случаях при недостаточно высоком качестве исходной подложки образуются N-поляризованные домены.

Следующим этапом технологического процесса является отделение первичной подложки SiC от наращенных монокристаллических слоев AlN. Этот этап необходим, так как использование подложки SiC лимитирует температуру выращивания AlN. В присутствии SiC эту температуру нельзя поднимать выше 1850° С из-за интенсивного испарения подложки, тогда как процесс получения объемного кристалла AlN должен проходить при температурах выше 2000° С.



Рис.1. Монокристаллический слой AlN, выращенный на подложке 6H SiC (a), этот же слой, отделенный от подложки и закрепленный на крышке ростового контейнера (б).

Отделенная от подложки кристаллическая пластина нитрида алюминия с помощью специального клея закрепляется на крышке ростового контейнера (рис.1, б). Полученные AIN затравки покрыты сеткой гексагональных трещин и могут содержать до 9 атомных процентов кремния (по данным СЭМ анализа).

Трещины возникают на границе раздела SiC и AlN из-за разницы в коэффициентах термического расширения, однако впоследствии они заращиваются в процессе роста объемного кристалла.





Рис.2. Монокристалл (а) и подложка (б) нитрида алюминия диаметром 2 дюйма.

Таким образом, мы получаем подложки (затравки) AlN высокого качества и требуемого диаметра 2 дюйма. Затравки помещаются в вольфрамовый ростовой тигель, в котором сублимационным методом выращиваются объемные кристаллы нитрида алюминия (рис. 2.)

Для производства подложек нитрида алюминия полученные объемные кристаллы проходят постростовую обработку, состоящую из калибровки, резки на пластины, шлифовки и полировки. Конечным продуктом являются подложки диаметром 2 дюйма и толщиной 0,5 мм. Образец такой подложки с монокристаллическим ядром 40 мм в диаметре и поликристаллической периферийной частью толщиной до 5 мм приведен на рисунке 2 (б)

Таким образом, разработанная нами технология является перспективной так как качественные подложки карбида кремния большого диаметра являются коммерчески доступным продуктом и позволяют получать объемные кристаллы высокого кристаллического совершенства.

PHYSICAL VAPOR TRANSPORT GROWTH OF 2 INCH DIAMETER BULK ALUMINUM NITRIDE CRYSTALS

T.Yu. Chemekova *, O.V. Avdeev, S.S. Nagalyuk, A.S. Segal, E.N. Mokhov, Yu.N. Makarov Nitride-Crystals Ltd, P.O. Box 13, 194156, St. Petersburg, Russia phone.+7(812)7031397, e-mail: chemekova@n-crystals.fi.ru

The technology of physical vapor transport growth of 15 mm diameter bulk single AlN crystals is scaled to grow similar 2-inch diameter crystals. The best results are currently achieved with the two-stage technique including 1) seeding and initial growth of 2-4 mm thick single-crystal AlN layers on 2-inch diameter 6H-SiC wafers in pre-carbonized Ta crucibles in graphite equipment and 2) growth of bulk AlN crystals on the above AlN layers in tungsten crucibles and equipment. The initial AlN layers prove of good crystallographic quality but may contain up to 9 at.% of Si impurities. The eventual bulk AlN crystals consist of about 40 mm diameter round single-crystal core and polycrystalline rim. No impurities in concentration higher than 0.01 at.% are found in the bulk crystals.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ХЛОРИДНО-ГИДРИДНОЙ ЭПИТАКСИИ AIN И AIGaN

<u>Д.С. Базаревский</u>*, *М.В. Богданов, А.С. Сегаль, Е.В. Яковлев* ООО «Софт-Импакт». Пр. Энгельса, 27, 194156, Санкт-Петербург, тел. +7(812)5544570, e-mail: denis.bazarevskiy@str-soft.com

Благодаря уникальному сочетанию физических свойств (высокая теплопроводность, низкая электропроводность, прозрачность в УФ диапазоне и др.) нитрид алюминия (AlN) представляется одним из наиболее перспективных подложечных материалов для производства УФ оптоэлектронных приборов и мощных высокочастотных электронных приборов на основе нитридов III группы. В настоящее время AlN подложки получают путем сублимационного роста и последующей обработки объемных кристаллов. Несмотря на значительный прогресс, данная технология пока остается плохо управляемой и дорогостоящей, поэтому внимание исследователей привлекают альтернативные подходы и, в первую очередь, хлоридно-гидридная эпитаксия (HVPE) AlN.

Технология AlN HVPE позволяет достичь сравнительно высоких скоростей роста (более 100 мкм/час), поэтому в настоящее время она используется в основном для получения т.н. AlN-темплейтов – толстых (0.2-20 мкм) эпитаксиальных AlN слоев, выращенных на сапфировых или SiC подложках и способных заменить малодоступные и дорогостоящие объемные AlN подложки в ряде приложений. Кроме того, совместимость данной технологии с традиционной технологие GaN HVPE позволяют использовать ее непосредственно для производства темплейтов с толстым эпитаксиальным слоем твердого раствора AlGaN.

Несмотря на значительный практический интерес, технологии AlN и AlGaN HVPE пока мало изучены. Особенно это касается теоретических исследований, которые в основном ограничиваются термодинамическим анализом. В настоящей работе представлены разработанная нами модель AlN и AlGaN HVPE, программное обеспечение для ее компьютерной реализации, результаты верификации модели по имеющимся в литературе экспериментальным данным и некоторые трактовки экспериментальных данных, полученные с помощью данной модели. Основное внимание уделяется содержанию моно- и трихлоридов Al и Ga в газовой фазе, лимитированию роста различными газофазным компонентам и вхождению Al и Ga в твердый раствор.

Разработанная модель AlN и AlGaN HVPE основана на детальном описании взаимодействующих процессов конвективного, теплопроводного и радиационного теплообмена, газовой динамики, многокомпонентной диффузии и поверхностных химических реакций. Поверхностные химические реакции описываются в рамках известного квазитермодинамического подхода, предполагающего лимитирование поверхностных кинетических процессов адсорбцией и десорбцией газофазных компонент. Данный подход применяется для описания как конверсии HCl в хлориды Ga и Al в источниках III группы, так и роста AlN и AlGaN из хлоридов Ga и Al и аммиака. В целом модель представляет обобщение ранее разработанной модель GaN HVPE [1], при этом AlGaN описывается как регулярный твердый раствор AlN и GaN. Модель верифицирована по имеющимся в литературе экспериментальным данным и реализована в виде новых версий профессиональных программных продуктов HEpiGaNSTM и CVDSimTM.

Рис. 1 показывает зависимость скорости роста AlN от расхода аммиака, рассчитанную с помощью разработанной модели AlN HVPE и соответствующего программного обеспечения, в сравнении с экспериментальными данными работы [2]. Расчетная зависимость представлена двумя линиями, соответствующими скорости роста AlN в центре подложки и осредненной по всей подложке. Видно, что эти две линии образуют «вилку», внутри которой помещаются экспериментальные данные. Все графики имеют линейный участок, на котором скорость роста лимитируется переносом аммиака к поверхности подложки, и «насыщенный» участок, где она лимитируется переносом AlCl₃. Как расчет, так и эксперимент демонстрируют резкий переход от линейного участка к «насыщенному», связанный с малостью десорбированных потоков слаболетучих хлоридов Al. Такое поведение показывает существенное отличие данного процесса от GaN HVPE, в котором возникает сильный десорбированный поток более летучего GaCl и, соответственно, не происходит резкой смены лимитирующей компоненты (скорость роста GaN при этом одновременно зависит от потоков HCl и аммиака – см. [1]).

Зависимости состава твердого раствора AlGaN от состава газовой фазы, рассчитанные с помощью разработанной модели AlGaN HVPE и соответствующего программного обеспечения, в сравнении с экспериментальными данными работы [3] представлены на рис. 16. Видно, что при использовании чистого N_2 в качестве несущего газа вхождение Al в твердый раствор оказывается пропорциональным его содержанию в паре компонент, содержащих III группу, а при добавлении

небольшого количества H_2 в несущий газ вхождение Al резко увеличивается. Последний эффект обусловлен подавлением реакции роста нитрида галлия GaCl + NH₃ -> GaN(s) + HCl + H₂ несущим водородом, который одновременно является продуктом этой реакции, а также отсутствием влияния водорода на реакцию роста нитрида алюминия AlCl₃ + NH₃ -> AlN(s) + 3HCl. Эффект, в частности, связан с тем, что рост GaN происходит в основном из монохлорида галлия, а AlN – в основном из трихлорида алюминия. Это обстоятельство подтверждается моделированием конверсии HCl в источниках III группы, которое показывает, что при температурах источников Ga и Al соответственно 850 °C и 550 °C (условия работы [3]) образование GaCl₃ пренебрежимо мало, а образование AlCl₃ перекрывает образование AlCl в 50-100 раз. Вообще, из-за малости десорбированных потоков хлоридов Al парциальная скорость роста AlN оказывается весьма устойчивой величной, в то время как сильный десорбированный поток GaCl обусловливает высокую чувствительность парциальной скорости роста GaN к концентрациям несущего водорода, остаточного или добавочного HCl и аммиака.



Рис. 1. (а) – зависимость скорости роста AlN от расхода аммиака (экспериментальные данные [2]), (б) – зависимость концентрации Al в твердом растворе от доли прекурсора Al в суммарном парциальном давлении прекурсоров III группы (экспериментальные данные [3]).

- [1] A.S. Segal, A.V. Kondratyev et al, J. Cryst. Growth 270 (2004), p. 384.
- [2] B. Armas, M. de Icaza Herrera, and F. Sibieude, Surf. Coat. Technology 123 (2000) 199.

[3] A. Koukitu, F. Satoh et al, J. Cryst. Growth 305 (2007) 335.

MODELING ANALYSIS OF AIN AND AIGaN CHLORIDE-HYDRIDE EPITAXY

<u>D.S. Bazarevskiv</u>*, M.V. Bogdanov, A.S. Segal, E.V. Yakovlev Soft-Impact, Ltd. Engels av., 27, 194156, St.Petersburg, phone: +7(812)5544570, e-mail: denis.bazarevskiy@str-soft.com

Chloride-Hydride Vapor Phase Epitaxy (HVPE) is a promising alternative of sublimation technique for growing AlN quasi-bulk crystals and AlGaN epilayers. In this work we present a new comprehensive model of AlN and AlGaN HVPE technique, which includes the detailed description of mass and heat transport, flow dynamics, and surface reactions at the Al and Ga sources and AlN and AlGaN crystals. 2D modeling of typical AlN and AlGaN HVPE processes available from the literature has been performed to validate the model. The obtained results have shown good agreement with the experimental data. AlN growth rate and AlGaN alloy composition are studied and interpreted in terms of the model developed.

ПОЛУЧЕНИЕ НИТРИДА АЛЮМИНИЯ НА САПФИРЕ В ВОССТАНОВИТЕЛЬНОЙ СРЕДЕ

<u>X.Ш-о. Калтаев</u>, С.В. Нижанковский, А.Я. Данько*, Н.С. Сидельникова, М.А. Ром, П.В. Матейченко.

НТК "Институт монокристаллов" НАН Украины, Харьков тел.+3 (8057) 341-02-78, e-mail: danko@isc.kharkov.ua.

Нитрид алюминия – перспективный полупроводниковый материал, обладающий высокими физико-механическими параметрами: значительной теплопроводностью и механической прочностью, хорошими диэлектрическими свойствами. В связи с этим AlN находит широкое практическое применение, в частности, при производстве транзисторов с высокой подвижностью электронов, в акустоэлектронике, микроэлектромеханических схемах и т.д. Среди соединений A3B5 нитрид алюминия обладает наибольшей шириной запрещенной зоны, что позволяет использовать его также при создании оптоэлектронных приборов дальнего УФ-диапазона.

В данной работе представлены результаты исследования условий образования и структурных характеристик пленок AlN, полученных нитридизацией сапфира в восстановительных газовых средах. Средой отжига служил азот либо смесь аргона с азотом и восстановительными компонентами H₂ и CO концентрацией до 1 об. %. Способ получения заключается в насыщении приповерхностного слоя сапфира азотом в результате образования в восстановительных условиях значительных концентраций анионных вакансий в сапфире и последующей трансформации его в AlN:

$Al_2O_3 + 3CO + 3H_2 + N_2 = 2AIN + 3CO_2 + 3H_2O$

Установлено, что образование пленок нитрида алюминия возможно в широком диапазоне температур (1200-1700°С) и концентраций азота в атмосфере отжига (0.01 %об. и выше). В зависимости от условий нитридизации могут быть получены пленки толщиной от 10 нм до 4 мкм. Структурное совершенство пленок, полученных на подложках сапфира с ориентацией (0001) диаметром 25 мм, характеризуется полушириной кривой качания <1°. В этом случае кристаллографическая ориентация пленок AIN соответствует ориентации подложки. Зависимость толщины пленки от времени – параболическая, что свидетельствует о преимущественно диффузионном характере процесса нитридизации сапфира. При определенных условиях, способствующих пересыщению паровой фазы над сапфиром парами алюминия, на поверхности пленок образуются усы нитрида алюминия диаметром ~100 нм и длиной свыше 100 мкм.

PRODUCTION OF ALUMINIUM NITRIDE ON SAPPHIRE IN REDUCING MEDIUM

<u>Kh.Sh-o. Kaltaev</u>, S.V. Nizhankovskiy, A.Y. Dan'ko*, N.S. Sidel'nikova, M.A.Rom, P.V. Mateychenko. STC "Institute for single crystals" NAS of Ukraine, Kharkiv tel. +3 (8057) 341-02-78, e-mail: danko@isc.kharkov.ua.

Single crystalline aluminum nitride (AlN) is a promising material for deep-ultraviolet optoelectronic devices. Thin AlN-films were obtained on the sapphire samples 25 mm in diameter with (0001) orientation by annealing in mixture of argon and nitrogen with concentration of CO and hydrogen up to 1%vol. at temperatures from 1200 to 1700 °C. The nitridation of the sapphire occurs through the reaction between nitrogen and sapphire layer saturated with anionic vacancies at reducing conditions. The films thickness varies from 10 nm to 4 μ m. The obtained films are characterized by X-ray diffractometry and electron scanning microscopy. The crystalline quality of the films have the values of FWHM of rocking curves less than 1°. Under certain conditions on the film surface AlN whiskers ~100 nm in diameter and length more than 100 μ m can be obtained.

MOCVD REACTORS FOR LARGE SCALE PRODUCTION OF GaN MATERIAL USED IN SSL AND POWER ELECTRONIC

F. Schulte, B. Schineller, A.Boyd, O.Rockenfeller, Y. Dikme AIXTRON AG, Kackertstr. 15-17, 52072 Aachen, Germany

Beside all other application for GaN material, solid state lighting (SSL) by highly efficient white light emitting diodes (LED) is expected to be huge promising market. It would reduce the amount of electrical energy consumed worldwide by 50% by the year 2025. This translates into a reduction of 258 million tons of greenhouse gases or \$115 billion of investment into power plants for the US alone [1]. Consequently, the forecast for the total market volume of LED has been steadily corrected upwards to \$7 billion for the year 2009 [2]. This corresponds to 3.4 billion mm² of wafer area and this trend is expected to continue.

Further the High Power Electronic like Schottky Diodes or HEMTs i.e. GaN grown on Si is predicted to be a competitive alternative to the GaN growth on SiC or the SiC technology itself. Both application the optoelectronic and electronic, faces challenges to meet the demands for yield, device performance and production volume, which can all be subsumed under Cost of Ownership (CoO).

This paper will review that MOVPE as the key production step for any modern (opto)electronic device meets these challenges. This is done by an increase of reliability of the reactors, an increased throughput of wafers, wafer area per run as well as novel techniques to improve the crystalline quality of the grown layers with the challenge to grow on not lattice matched substrate

[1] "The Promise of SSL for General Illumination", OIDA, 2002

[2] Strategies Unlimited, 2005.

МОСVD РЕАКТОРЫ ДЛЯ МАССОВОГО ПРОИЗВОДСТВА СТРУКТУР НА ОСНОВЕ Gan Для в твердотельного освещения и силовой электроники

F. Schulte, B. Schineller, A.Boyd, O.Rockenfeller, Y. Dikme AIXTRON AG, Kackertstr. 15-17, 52072 Aachen, Germany

В докладе рассмотрены экономические и технологические перспективы стремительного расширения объемов производства и использования систем твердотельного освещения на основе высокоэффективных светодиодов. Обсуждаются также успехи выращивания эпитаксиальных структур для силовых электронных приборов на кремниевых подложках и перспективы вытеснения как SiC подложек, так и самой электроники на основе SiC.

Рост обоих данных направлений требует снижения себестоимости производства и улучшения параметров материала. В докладе будет показано, что MOVPE как ключевой технологический этап удовлетворяет этим требованиям. Это достигнуто повышением надежности и производительности реакторов, равно как и повышением совершенства выращиваемых слоев.

ПРИМЕНЕНИЕ НИЗКОКОГЕРЕНТНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ ДЛЯ ОПТИМИЗАЦИИ ПАРАМЕТРОВ РОСТА БУФЕРНЫХ СЛОЕВ Gan

П. Волков, Е. Вопилкин А. Горюнов, В. Данильцев, Ю. Дроздов, А. Лукьянов, А. Тертышник, <u>О. Хрыкин</u>*, В. Шашкин

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603950, ГСП-105, Россия

khrykin@ipm.sci-nnov.ru

В настоящее время при выращивании эпитаксиальных пленок широкозонных нитридов методом металлоорганической газофазной эпитаксии (МОГФЭ) практически не используется оборудование, не имеющее "in situ" контроля [1]. К одним из наиболее важных контролируемых параметров относится температура, т.к. рост слоев GaN методом МОГФЭ с хорошей морфологией и электрофизическими характеристиками возможен только с использованием буферного слоя, для роста которого температура является критическим параметром. При измерении термопарой из-за отсутствия хорошего, воспроизводимого теплового контакта, особенно в условиях пониженного давления, точность измерений невелика. Также имеются сложности и при измерении пирометром из-за неопределённости источника принимаемого излучения, из-за различий в оптических свойствах измеряемых объектов, которые могут сильно изменяться во время технологического процесса, и др. Температуру роста можно также контролировать, используя зависимость ширины запрещённой зоны полупроводника от температуры [2]. Однако точно измерять температуру многослойных гетероструктур таким способом весьма сложно.



В данной работе отрабатывались режимы роста низкотемпературных буферных слоев GaN c использованием танлемной низкокогерентной интерферометрии [3] для их дальнейшего использования при получении высокотемпературного GaN. Рост эпитаксиальных слоев осуществлялся в установке МОГФЭ, подробно описанной в работе [4]. Наращивание осуществлялось на *с*-срезе сапфира с отклонением плоскости от (0001) на 0.1°.

Процедура наращивания была следующая. В реактор эпитаксиальной установки загружалось по три части одной и той же подложки. После выращивания буферного слоя GaN первый из образцов (I) доставался из реактора. Затем два других образца отжигались в атмосфере

водорода и аммиака за время стандартного нагрева до температуры эпитаксии и последующего быстрого охлаждения. На этом этапе из реактора доставался второй образец (II). Наконец, только на третьем образце (III) проводился рост эпитаксиального слоя GaN. Толщина буферного слоя и температура его роста контролировалась интерферометром. На рис. 1а представлены измерения температуры и общей толщины структуры при росте GaN. Начальный этап - нагрев и отжига подложки при температуре 1100 С. Затем следовал этап нитридизации при температуре 1100 и рост буферного слоя GaN, толщиной 100 нм при температуре 550 С, потом - нагрев до температуры 1100 С и рост слоя GaN. На рис 1 б показана величина изгиба подложки в ходе всего процесса роста.

Анализ образцов методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) после выращивания буферного слоя позволяет утверждать, что у образцов стадии I наблюдается увеличение островков-зародышей при повышении температуры осаждения буферного слоя от 550 до 600°С (рис. 2a, б) с одновременным уменьшением плотности на единице площади. Буферные слои GaN, выращенные при 650°С (рис. 2в), имели большой разброс зародышей по размерам при значительной неоднородности плотности распределения их по площади. Наблюдаемое снижение общей плотности заполнения поверхности, вероятно, связано с существенным перераспределением и десорбцией GaN при повышенной температуре осаждения буферного слоя. Таким образом, с точки зрения однородности и шероховатости поверхности буферного слоя, мы считаем более предпочтительными температуры 550-600°С для осаждения буферного слоя. Анализ образцов II стадии показал, что отжиг во время повышения температуры до ростовой (1100°C) приводит к интенсивному испарению буферного слоя GaN, что иллюстрирует рис. За. Видно, что существенно уменьшается плотность зародышей GaN. Этот эффект серьезно ограничивает время и температуру отжига буферного слоя GaN. В то же время, при правильном выборе толщины буферного слоя и температуры осаждения отожженный образец сохраняет высокую плотность и однородность в распределении размеров зародышей (рис.3б).



Рис.3. АСМ изображение поверхности образцов на II и III стадии.

Анализ образцов III стадии показал, что на неоднородных, частично испарённых буферных слоях (рис.3а) образование эпитаксиальных слоев GaN с хорошей морфологией не происходит. Из-за сильной неоднородности слоя зарождения поверхность эпитаксиального слоя GaN не выглаживается и при существенном увеличении толщины эпитаксиального слоя. Вместе с тем, для оптимальных буферных слоёв поверхность образцов является зеркально-гладкой, и на ACM-изображении видны террасы (рис. 3в), свидетельствующие о послойном механизме роста. В зависимости от скорости роста эпитаксиального слоя высота террас изменяется, что свидетельствует об эшелонировании моноатомных ступеней роста. Хорошую морфологию образца на больших масштабах (~1 мм²) подтверждают данные оптической интерференционной микроскопии белого света.

В работе показано, что существует достаточно узкий интервал температур роста и режимов отжига буферных слоев GaN, при которых они остаются однородными и не испаряются, что обеспечивает последующую эпитаксию толстых слоёв GaN с хорошей морфологией.

Работа выполнена при поддержке программы фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН «Новые материалы и структуры»

- [1] Schineller B. and Heuken M. Appl. Phys., A 87, (2007).
- [2] Harris J.J. et all. J. Crystal Growgth, v.300, N. 1, (2007).
- [3] П.Волков и др. Тез. докл. ХІ Междунар. Симп. Нанофизика и наноэлектроника
- (Н. Новгород, 2007) т. 2, стр. 514.
- [4] О.И. Хрыкин и др. ФТП, 39, в. 1, (2005).

USING OF LOW-COHERENT TANDEM INTERFEROMETRY FOR GaN BUFFER LAYERS GROWTH OPTIMIZATION

P. Volkov, E. Vopilkin, A. Goryunov, V. Daniltsev, Y. Drozdov, A. Luk'yanov, A. Tertyshnik, <u>O. Khrykin</u>*, and V. Shashkin

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

Various regimes of MOVPE growth of GaN buffer layers on sapphire were examined. Thickness and temperature of buffer layers were monitored by the low-coherent interferometry. Temperature range of 550-600° was found to be preferable for getting most flat and homogeneous buffer layers. It was shown that the buffer layers remain homogeneous without evaporation within a narrow range of annealing regimes which provides high quality epitaxy of GaN.

HVPE GROWTH OF NONPOLAR A-PLANE GaN ON C-PLANE SAPPHIRE O. Kovalenkov, A. Volkova, A. Syrkin, and <u>V. Ivantsov</u>*

Technologies and Devices International an Oxford Instruments company. 12214 Plum Orchard Dr.,

Silver Spring, MD 20904, USA

phone. +1(301)5727834, e-mail: VIvantsov@tdii.com

Craving to succeed an effective laser action in green spectral range asks for semi- and non-polar GaN substrates favorable for laser diodes (LDs) with greatly or completely reduced charge separation in QW due to quantum-confined Stark effect. Sapphire, as a material of choice for cost-effective GaN epitaxy, shows nontrivial relations between orientations of the substrate and epitaxial layer (see, e.g., [1]). It was found experimentally that unlike to the growth on c-plane sapphire that ordinary results in 30-deg. rotated c-plane GaN, the growth on r-plane sapphire leads to non-polar a-plane GaN, on m-plane - to semi-polar (1122) or (1013) [2], and on a-plane – to polar c-plane GaN. There is a lot to be done to figure out how contributions of surface symmetry, pretreatment procedure and buffer interlayer will affect resulting orientation of the epitaxial layer. Meanwhile, we would like to contribute to the set of experimentally observed substrate layer inter-coordination with the HVPE growth of non-polar a-plane GaN on c-plane of experimentally observed substrate-

Growth was performed on 2-inch diameter 430- μ m thick c-plane sapphire substrates in a hot-wall horizontal-flow HVPE quartz reactor. The substrates were spaced evenly across a substrate holder. The concentration of active components (ammonia and gallium chloride) in a total gas flow was sufficient to provide epitaxial deposition with 3-4 μ m/min normal to the substrate surface growth rate.

In the temperature range 950-1050°C, commonly used for HVPE GaN growth, at relatively low for HVPE V/III ratio gas-phase constituents, films with the thickness less than approximately 25 μ m were comprised of (0001) c-plane, (1120) a-plane, and (2023) orientations (Fig. 1a). The increase of film thickness up to 50 μ m at the same growth conditions resulted in pure a-plane oriented GaN (Fig. 1b). The minimal FWHM of XRD rocking curve for symmetrical (1120) reflection was measured to be 980 arcsec.

Cross-sectional SEM observations (Fig. 2a) revealed that transition to a-plane occurred to be possible in two ways: (1) starting from the substrate surface, a-plane orientation tends to be dominant and eventually suppresses all other orientations, and (2) after several microns of regular (0001) growth, interface becomes unstable and a-plane gradually replaces basal plane all over the surface of the interface. Apparently, these observations confirm the existence of vapor phase compositions, which are preferable in deposition of particular orientations GaN. In Fig.2a, notched surface morphology of the film with micron-scale peak-to-valley roughness was very similar to that of previously described for a-plane GaN grown on r-plane sapphire substrates [3].

The room-temperature PL spectrum (Fig. 2b) was dominated by band-edge emission at 362 nm with intensity several times higher than that of measured for polar (0001) GaN.



Fig. 1. XRD 2Theta-onega scans of 25 μm thick (a) and 50 μm thick (b) GaN layer grown on (0001) cplane sapphire substrate.



Fig. 2. SEM cross-sectional view of 50-µm thick a-plane GaN grown on c-plane sapphire (a), and roomtemperature PL spectrum of the layer (b). The BE peak at 362 nm dominates the PL emission. Arrow in SEM image indicates transition from multiplane to single a-plane GaN growth.

We would like to acknowledge support for this research from DARPA. We express our gratitude to our colleagues from the TDI an Oxford Instruments company for fruitful collaboration.

References:

- T.J. Baker, B.A. Haskell, F. Wu, P.T. Fini, J.S. Speck and S. Nakamura, "Characterization of Planar Semipolar Gallium Nitride Films on Spinel Substrates", Jpn. J. Appl. Phys. 44 (2005) pp.L920-L922.
- [2] A.E. Romanov, T.J. Baker, S. Nakamura, and J.S. Speck, "Strain-induced polarization in wurtzite IIInitride semipolar layers", J. Appl. Phys. 100, 023522 (2006) pp.1-10.
- [3] D.S. Li, H. Chen, H.B. Yu, X.H. Zheng, Q. Huang and J.M. Zhou, "Anisotropy of a-plane GaN grown on r-plane sapphire by metalorganic chemical vapor deposition", J. Crystal Growth 265 (2004) pp.107-110.

ВЫРАЩИВАНИЕ НЕПОЛЯРНОГО A-GaN НА ПОДЛОЖКАХ С-САПФИРА МЕТОДОМ НVPE

О. Коваленков, А. Волкова, А. Цирин, <u>В. Иванцов</u>*

Technologies and Devices International an Oxford Instruments company. 12214 Plum Orchard Dr., Silver Spring, MD 20904, USA

phone. +1(301)5727834, e-mail: VIvantsov@tdii.com

В дааной работе приводятся данные по росту и исследованию свойств слоев неполярного a-GaN выращенного на подложках с-сапфира. Рост производился при температурах 950-1050°С, и относительно малых соотношениях V/III. Выращенные слои толщиной менее 25 мкм содержали GaN различной кристаллической ориентации: (0001), (1120), (2023) (Рис. 1а). Увеличение толщины слоя до 50 мкм позволило получить a-GaN без примеси других фаз.

НОВЫЙ МЕТОД ПОЛУЧЕНИЯ ПОДЛОЖЕК НА ОСНОВЕ КРЕМНИЯ ДЛЯ НИЗКОДЕФЕКТНОГО РОСТА НИТРИДА ГАЛЛИЯ

<u>С.А. Кукушкин</u>¹*, А.В. Осипов¹, Н.А. Феоктистов² ¹ИПМаш РАН, Большой пр. 61, В.О., 199178, Санкт-Петербург, тел. +7(812)3214784, e-mail: ksa@phase.ipme.ru; ² ФТИ РАН им. А.Ф. Иоффе, Политехническая 26, 194021, Санкт-Петербург;

Физические свойства нитрида галлия (GaN) делают его перспективным 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 (1.9–6.2 эВ). Это играет ключевую роль при конструировании коротковолновых эмиттеров и гетеропереходов с большим потенциальным барьером. Кроме того, нитрид галлия обладает большим пьезоэлектрическим эффектом.

Поскольку промышленность не производит в настоящее время объёмных кристаллов GaN, то для роста пленок GaN необходимо подбирать кристаллы, чьи параметры решетки и физические свойства в наибольшей мере полходили бы для создания приборов на основе GaN. Главным критерием выбора подложки является параметр несоответствия решеток. Сапфир является наиболее часто используемой подложкой для эпитаксии нитрида галлия. Большое несоответствие (~16%) решеток сапфира (Al₂O₃) и GaN, а также большое различие в коэффициентах теплового расширения ведет к высокой концентрации дислокаций (10¹⁰ см⁻²) и дефектов. Для GaN-технологий было бы идеально выращивать его на кремнии (Si) из-за уникальных свойств кремния, его цены и возможности интегрироваться в кремниевую электронику. Однако, очень высокая степень несоответствия решеток Si и GaN приводит к слишком большой концентрации дислокаций, поэтому в промышленности используются лишь подложки сапфира, несмотря на целый ряд недостатков его свойств. Карбид кремния (SiC) из-за малого несоответствия (~3%) решеток обеспечивает наилучшее качество GaN на сегодняшний день, однако, он чересчур дорог и недоступен. Поэтому в настоящее время ведется активный поиск новых материалов подложек, а также новых подходов к выращиванию низкодефектных слоев GaN. Технология «Pendeo» роста на Si обеспечивает низкую плотность дислокаций только на очень маленьком (~0.05 мм) участке подложки и не может использоваться в промышленности.

В настоящей работе предлагается принципиально новый подход к росту GaN и AIN, соединяющий преимущества как Si и SiC, так и механизма «Pendeo». Идея этого подхода состоит в следующем. Вначале на поверхности кремния за счет химического травления создаются поры и ямки травления. На эти поры кладется тонкий слой SiC (~50-100 нм). Этот слой очень хорошо ложится на пористую поверхность, так как скорость латерального слоя SiC на порядок выше, чем вертикального. Поры обеспечивают полную релаксацию упругих напряжений, и поэтому, в отличие от традиционных методов, дефекты не образуются. Детали этого процесса опубликованы в работе [1] и патенте [2]. На полученный буферный слой SiC далее наносятся GaN или AIN.

В настоящей работе предлагается получать SiC за счет реакции между кристаллическим Si (подложкой) и газообразной окисью углерода CO:

$$2 \operatorname{Si} (\operatorname{cr}) + \operatorname{CO} (v) = \operatorname{SiC} (\operatorname{cr}) + \operatorname{SiO} (v) \uparrow.$$
(1)

В этой реакции одна молекула SiC образуется вместо двух атомов Si, так как один атом Si удаляется из системы посредством газа SiO. Это приводит к появлению большого числа вакансий и пор в Si рядом с границей раздела Si - SiC. Общий объем пустот примерно равен объему выросшей пленки. Таким образом, приповерхностный слой Si будет пористым за счет того, что газообразный SiO покидает систему. Слой с порами и пустотами, лежащий между SiC и Si, должен снимать возникающие упругие напряжения и тем самым улучшать качество растущих слоев SiC.

Для экспериментального подтверждения предложенного механизма эпитаксии SiC подложки Si размером 25 mm выдерживались в вакуумной печи при T=1100 – 1400°C в атмосфере CO при p=10 – 300 Pa в течении 5 – 60 мин. На поверхности кремния за это время вырастала пленка SiC толщиной 20 – 200 nm. Многочисленные рентгеноструктурные и электронографические исследования показали, что образуется либо гексагональный политип 4H, либо кубический политип 3C. На Puc. 1 приведена микрофотография типичной пленки карбида кремния толщиной ~100 нм, выращенной на Si(100) при T= 1200 °C при давлении газа CO p=50 Pa в течение 20 мин. Под пленкой видны поры, образовавшиеся из вакансий в кремнии и ответственные за релаксацию



Рис.1. Микрофотография пленки 4H-SiC толщиной 50 nm, выращенной на Si(100) при T= 1200 °C при давлении газа CO p = 50 Ра в течении 20 min. Под пленкой имеются поры, образовавшиеся из вакансий в кремнии и ответственные за релаксацию упругих напряжений.

Рис.2. Электронограмма пленки 4H-SiC толщиной 50 nm выращенной на Si(111) при T=1250 °C при давлении газа CO p = 20 Pa в течении 20 min, полученная на электронографе ЭМР-100 в режиме "на отражение" при ускоряющем напряжении 75 kV. Отчетливо видны Кикучи-линии, свидетельствующие о монокристалличности буферного слоя SiC.

упругих напряжений. Изнутри поры заросли поликристаллическим карбидом кремния. На поверхности же кремния находится карбид кремния, который образовался за счет химической реакции в твердой фазе. На Рис. 2 приведена электронограмма пленки карбида кремния, выращенной при T= 1250 °C при давлении газа CO p=20 Ра в течение 20 min. Характерные круги, отвечающие поликристаллической фазе, практически отсутствуют, зато хорошо видны Кикучилини, что говорит об очень высоком качестве кристаллической структуры пленки. Кривая качания в координатах θ -20, измеренная для образца 4H на трехкристальном дифрактометре в плоскости (111), имеет полуширину 200 агсsес, а в плоскости (311) – 300 агсsес. Эти значения являются, очевидно, завышенными из-за влияния молекул карбида кремния, находящихся в порах и из-за самих пор. С ростом пленки поры быстро растут, причем общий объем пор примерно равен объему пленки карбида кремния, что свидетельствует о химической природе пор.

Таким образом, на основании полученных данных можно сделать следующий вывод. Поры, образующиеся в Si под пленкой SiC за счет химической реакции (1), существенно снижают упругие напряжения. На полученных таким образом подложках на основе Si с буферным слоем SiC можно выращивать пленки GaN и AlN, поскольку их решетки максимально близки к SiC.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 06-03-32467, 07-08-00542), Санкт-Петербургского научного центра РАН, проекта НФМ-1/03, Фонда поддержки науки и образования, Санкт-Петербург.

[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 21.01.2008.

NEW METHOD OF PRODUCTION OF SI-BASED SUBSTRATES FOR LOW-DEFECT GaN AND AIN EPITAXY

<u>S.A. Kukushkin¹</u>*, A.V. Osipov¹, N.A. Feoktistov²
 ¹ IPMe RAS, Bolshoy 61, V.O., 199178, Saint-Petersburg, tel. +7(812)3214784, e-mail: ksa@phase.ipme.ru;
 ² FTI RAS of. A.F. Ioffe, Politekhnicheskaya 26, 194021, Saint-Petersburg;

A new technique for low-defect solid-phase epitaxy of the buffer layer of silicon carbide SiC on silicon Si is suggested theoretically and realized experimentally. The growth of the SiC film of different politypes on Si is fulfilled by the way of the chemical reaction (1) at T = 1100 - 1400 °C of monocrystal Si with gaseous carbide oxide CO at p = 10 - 300 Pa. Some part of Si transformed into gaseous silicon oxide SiO and leaves the system, which results in the formation of vacancies and pores in Si substrate near the boundary between SiC and Si. These pores provide essential relaxation of elastic stress due to the misfit of lattices of SiC and Si. SiC films obtained are the fine buffer layer for the growth of GaN and AlN on Si.

QUANTITATIVE ANALYSIS OF IN-SITU WAFER BOW MEASUREMENTS FOR III-NITRIDES

E. Steimetz*, M. Borasio, T. Trepk, and J.-T. Zettler

LayTec GmbH, Helmholtzstr. 13-14, 10587 Berlin, Germany

*e-mail: steimetz@laytec.de

Wafer bowing measurements have recently been developed into an efficient tool for III-Nitride MOVPE process optimization. In combination with temperature and reflectance measurements they so far are used for direct but only qualitative evaluation of III-nitride epitaxial growth processes. In this work, we applied a quantitative analysis of wafer bowing throughout the entire GaN LED epitaxial process. After separating reactor related wafer bow contributions like vertical temperature gradients from strain related wafer bow contributions, we have been able to trace the lattice constant mismatch between substrate and every single Nitride layer of the growing structures (see Fig.1).

Starting from the basic models of compressive/tensile film stress causing convex/concave wafer bowing we modelled all physical effects to be included for a quantitative analysis. The contributions of vertical temperature gradients, composition dependent lattice constants, thermal expansion coefficients and misfit dislocation density have been separated.

Introducing the concept of a GaN-sapphire buffer lattice as an "effective" substrate, we were able to describe the lattice-mismatch induced stress accurately for (Al,In,Ga)N growth on sapphire throughout a full MOVPE growth process. The related accuracy of in-situ film composition measurements by this method (based on the measured AlGaN and InGaN lattice constants) is better than 1%.





КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ *IN-SITU* ИЗМЕРЕНИЙ ИЗГИБА ПОДЛОЖКИ ПРИ РОСТЕ III-НИТРИДОВ

<u>E. Steimetz*</u>, M. Borasio, T. Trepk, and J.-T. Zettler LayTec GmbH, Helmholtzstr. 13-14, 10587 Berlin, Germany *e-mail: steimetz@laytec.de

В данной работе был применен метод количественного анализа изгиба подложки при росте светодиода на основе GaN. После выделения параметров реактора (вертикальный градиент температуры и др.) влияющих на изгиб подложки нам удалось отследить рассогласование параметров решетки для каждого растущего эпитаксиального слоя.

УСЛОВИЯ РОСТА И МОРФОЛОГИЯ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ МОС–ГИДРИДНОМ ОСАЖДЕНИИ AIN

<u>А.В. Лобанова¹*</u>, Е.В. Яковлев¹, Р.А. Талалаев¹, S.B. Thapa², F. Scholz²

¹ ООО "Софт-Импакт", а/я 83, 194156, С.Петербург, Россия, e-mail: anna.lobanova@str-soft.com; ² Institute of Optoelectronics, University of Ulm, Albert-Einstein-Allee 45, 89081 Ulm, Germany

Исследования МОС-гидридного осаждения и оптимизация качества кристалла эпитаксиальных слоев AIN представляют значительный интерес в связи с развитием УФ светоизлучателей ближнего и дальнего диапазонов, а также транзисторов с высокой подвижностью электронов. Не смотря на то, что наличие паразитных реакций между соединениями III и V групп, триметилалюминием (TMAI) и аммиаком, приводящее к образованию AIN наночастиц в газовой фазе хорошо известно и может быть описано посредством моделирования, механизмы влияния этих реакций на морфологию поверхности до сих пор не ясны. Было показано [1], что поверхность становится более шероховатой при усилении интенсивности паразитных реакций в газовой фазе. Однако, даже в отсутствие паразитных реакций, поток аммиака [2] и качество тонкого зародышевого слоя AIN оказывают влияние на морфологию. Также известно, что гладкая поверхность может быть получена при повышенной температуре роста [3]. В данной работе представлены результаты экспериментальных и численных исследований роста AIN. Цель работы состоит в (а) интерпретации зависимости скорости роста от параметров процесса; (b) анализе влияния паразитных реакций и условий роста на шероховатость.

Слои AlN были выращены на сапфировых подложках в горизонтальном реакторе AIX200RF LP-MOVPE при давлении 35мбар с использованием в качестве несущего газа азот-водородной смеси. Прекурсоры TMAI и аммиак подавались в реактор раздельно. Тонкий низкотемпературный зародышевый слой AIN был выращен непосредственно перед ростом толстого буферного слоя AIN (~0.5мкм). Основными параметрами роста были V/III отношение 1000-4000, общий расход 2.0-4 л/мин, расход аммиака 150-2000 см³/мин, отношение N₂/H₂ 0.4-3. Моделирование включило в себя детальные трехмерные расчеты газовой динамики, тепло- и массопереноса, газофазной и поверхностной химии, а также образование, рост и транспорт AIN наночастиц. Модель МОСгидридного осаждения AIN была предварительно верифицирована на данных полученных в реакторах различных типов [4,5]. Расчеты были проведены с помощью коммерческого пакета CVDSim (http://www.str-soft.com).

Рассматривались зависимости скорости роста и морфологии поверхности AlN от потока TMAl, общего расхода, и N_2/H_2 отношения. Измерения были проведены в центре 2" подложки. Как показано на рис. 1, скорость роста AlN увеличивается с ростом потока TMAl. Отклонение скорости роста от транспортного предела при больших потоках TMAl можно объяснить потерями за счет наночастиц AlN. Отметим, что шероховатость поверхности также увеличивается при больших значениях потока TMAl. На рис. 2 показана зависимость скорости роста от общего расхода, который был увеличен за счет расхода аммиака. При этом, поток TMAl был также пропорционально изменен для того чтобы сохранить постоянным значение V/III отношения. Расчеты показали, что усиление влияния паразитных реакций в газовой фазе компенсируется меньшим временем пребывания при большие значения скорости роста при меньшем N_2/H_2 отношении (рис. 3) - результат более быстрой диффузии Al-содержащих компонент в атмосфере водорода. Отметим, что шероховатость поверхности почти не менялась в экспериментальных сериях, показанных на рис. 2 и рис.3, несмотря на существенные изменения условий роста.

Полученные данные использовались для обнаружения связи между ростовыми условиями и морфологией поверхности. Была предпринята попытка найти качественную и количественную корреляцию между наблюдаемым в эксперименте качеством поверхности и полученными в расчетах характеристиками, такими как плотность частиц в объеме реактора, вклады потоков различных Al-содержащих компонент в скорость роста и др.





Рис.1. Зависимость скорости роста AlN от расхода TMAl.



Рис.2. Зависимость скорости роста AlN от общего расхода (увеличение расхода за счет NH₃ при постоянном V/III отношении).

Рис.3. Скорость роста AlN в зависимости от отношения $N_2\!/H_2$.

- C. Kirchner, P. Brückner, F. Scholz, G. Prinz, K. Thonke and D. Hofstetter, "MOVPE growth of high aluminum containing AlGaN and AlN epitaxial layers", Proceedings of the 11th European Workshop on MOVPE, Lausanne, 5-8 June 2005.
- [2] S. Keller, G. Parish, P.T. Fini, S. Heikman, C.-H. Chen, N. Zhang, S.P. DenBaars, and U.K. Mishra, "Metalorganic chemical vapor deposition of high mobility AlGaN/GaN heterostructures", J. of Appl. Phys. 86, No. 10, 5850 (1999)
- [3] S.B. Thapa, C.Kirchner, F.Scholz, G.M. Prinz, K.Thonke, R. Sauer, A. Chuvilin, J.Biskupek, U.Kaiser, D. Hofstetter, "Structural and spectroscopic properties of AlN layers grown by MOVPE", J. of Cryst. Growth 298, 383 (2007).
- [4] A. V. Lobanova, K.M. Mazaev, R.A. Talalaev, M. Leys, S.Boeykens, K.Cheng, S. Degroote, "Effect of V/III ratio in AlN and AlGaN MOVPE", J. of Cryst. Growth 287, 601 (2006).
- [5] E.V. Yakovlev, R.A. Talalaev, N. Kaluza, H. Hardtdegen, H.L. Bay, "Influence of reactor inlet configuration on the AlGaN growth efficiency", J. of Cryst. Growth 298, 413 (2007).

GROWTH CONDITIONS AND SURFACE MORPHOLOGY OF MOVPE-GROWN AIN

<u>A.V. Lobanova¹*, E.V. Yakovlev¹, R.A. Talalaev¹, S.B. Thapa², F. Scholz²</u>

¹Soft-Impact, Ltd., P.O. Box 83, 194156, St.-Petersburg, Russia, e-mail: anna.lobanova@str-soft.com; ² Institute of Optoelectronics, University of Ulm, Albert-Einstein-Allee 45, 89081 Ulm, Germany

Here we present a combined experimental and modeling study of AlN growth in an AIX200RF LP-MOVPE system focused on (a) interpretation of the AlN growth rate dependence on process parameters; (b) the analysis of parasitic reaction and growth condition effects on surface roughness. For this, contributions of individual fluxes of Al-containing species into the growth are analyzed to find relationships between modeling results and the experimentally observed surface quality.

МО ГФЭ AIN ИЗ ТРИМЕТИЛАЛЮМИНИЯ И МОЛЕКУЛЯРНОГО АЗОТА

В.В.Лундин^{*}, <u>Е.Е.Заварин</u>, М.А.Синицын, М.А.Яговкина, А.Ф.Цацульников

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

Водород и азот - два газа, наиболее широко используемых в качестве несущих при проведении газофазной эпитаксии из металлорганических соединений (МО ГФЭ). При выращивании классических полупроводников семейства III-V, и азот и водород считаются инертными по отношению к химическим процессам, протекающим на поверхности растущего слоя. В случае МО ГФЭ III-N соединений (GaN, AlN, InN) ситуация принципиально иная. На сегодня можно считать общепризнанным, что водород в этом процессе является не просто газом-носителем, а активным участником химических реакций на поверхности растущего слоя. [1-3]. В то же время, азот, как и в случае МО ГФЭ классических III-V соединений, считается инертным несущим газом. Однако и данное предположение можно поставить под сомнение. Мы уже описывали подавление травления GaN в H₂:NH₃ смеси при введении в реактор азота [1], однако в этом случае взаимодействие атомов галлия с молекулами азота ограничивается пассивацией поверхности GaN. а синтеза материала не происходит. В то же время, в отличие от галлия, и тем более – индия, металлический алюминий может взаимодействовать с газообразным молекулярным азотом с образованием AlN. Данная реакция протекает при температуре выше ~800°С и давлении порядка атмосферного - типичных для МО ГФЭ III-N соединений условиях. Соответственно, возникает предположение о возможности протекания этой реакции непосредственно в процессе МО ГФЭ, что может существенно повлиять на особенности эпитаксиального роста. Насколько нам известно, возможность взаимодействия алюминий-содержащих соединений-источников с газообразным азотом в никогда специально не исследовалась, что является существенным пробелом в изучении процесса МО ГФЭ. С другой крайне привлекательным исследовать возможность синтеза стороны, представляется эпитаксиальных слоев AlN с использованием газообразного азота в качестве источника V группы. В данной работе изучался простейший крайний случай: в типичных для МО ГФЭ AlN и GaN условиях (температура 1040-1115°С, давление в реакторе 200 – 1000 mbar.) над сапфировой подложкой ориентации (0001) в потоке несущего газа (N₂ или H₂:N₂ смесь, аммиак не подавался) пропускался поток паров ТМА. Работа проводилась на МО ГФЭ установке с горизонтальным

кварцевым водоохлаждаемым реактором и индукционным нагревом подложкодержателя, созданной в результате глубокой модернизации установки Epiquip VP-50 RP. Процесс осаждения продуктов реакции на подложке исследовался с помощью *in-situ* лазерной рефлектометрии. *Ex-situ* образцы исследовались методами рентгенодифракционного анализа (XRD), растровой электронной микроскопии (PЭM) и атомно-силовой микроскопии (ACM).

Обнаружено, что результат процесса зависит от характера покрытий на подложкодеражателе, образовавшихся при проведении предшествующих экспериментов. Если перед началом процесса реактор был свободен от содержащих нитрид галлия покрытий, во всех исследованных нами условиях, осаждающимся на подложку продуктом пиролиза ТМА был карбид алюминия (Al₄C₃) (Puc 1). Если в качестве несущего газа использовался чистый азот, депозит представлял собой плотный волокнистый материал черно-коричневого цвета. Добавление к азоту водорода меняло структуру депозита – от светло-коричневого слоя развитых нанокристаллов, до сплошного текстурированного поликристаллического слоя желтого цвета, однако химическая природа депозита при этом не изменялась. Таким образом, во всех исследованных режимах реакция между ТМА и азотом не протекала. Образование карбида алюминия как продукта пиролиза ТМА упомянуто в [4].

Наличие на подложкодержателе GaN покрытия принципиально изменяет результат вышеописанных экспериментов. В этом случае при использовании в качестве газа-носителя азот-водородной смеси, на сапфировой подложке формируется эпитаксиальный слой AIN (Puc.1). Проведенная работа была сконцентрирована на исследовании самой возможности синтеза AIN с использованием газообразного азота в качестве химического источника. Оптимизация режимов роста AIN для улучшения его свойств не производилась, буферные или зародышевых слои не использованием Несмотря на это, лучшие из выращенных без использования активных соединений азота эпитаксиальных слоев AIN весьма совершенны: при толщине ~500 пт полуширина кривой качания по данным XRD (о-скан) составляет 18-20 arcmin, шероховатость поверхности по данным AFM – менее 2 пт. Слои зеркально гладкие, бесцветные, с малым по данным SEM количеством дефектов.

Изучение зависимости результатов процесса от взаимного расположения чистой сапфировой (рабочей) подложки и GaN покрытий показало, что условием формирования AlN является предварительное прохождение смеси азот-водород-TMA над горячей поверхностью нитрида галлия. Учитывая, что в условиях экспериментов: при температуре выше 1000°C, в присутствии водорода и



Рис. 1. Кривые качания XRD ($\lambda = 0.17889$ nm) эпитаксиального слоя AlN (верхняя кривая) и поликристаллического текстурированного по (0001) слоя Al₄C₃ (нижняя кривая). Слои осаждались при одинаковых условиях за исключением наличия GaN в реакторе. Неподписанные рефлексы относятся к Al₄C₃. Справа приведена РЭМ фотографии этого же слоя AlN.

отсутствии аммиака, эпитаксиальный слой GaN нестабилен и покрывается сплошным слоем металлического Ga, активным по отношению к исследованному процессу является, видимо, именно галлий. Если подложкодержатель был покрыт предварительно осажденным слоем нитрида алюминия, на поверхности подложки во всех описанных экспериментах осаждался слой Al₄C₃. То есть, стабильный в условиях эксперимента AlN, не покрытый свободным металлом, не изменяет ход изучавшегося процесса. Наиболее вероятным объяснением происходящего является протекание синтеза аммиака из азота и водорода на поверхности металлического галлия, и последующий синтез AIN из ТМА и аммиака. Возможны и иные варианты объяснений: перенос Ga с поверхности металлической пленки на поверхность растущего слоя AlN потоком несущего газа и участие Ga в поверхностных процессах роста AlN из TMA (или продуктов его пиролиза) и N₂ на уровне элементарных актов, при этом полный синтез аммиака не является необходимым. Возможно также, что присутствие GaN (Ga) меняет ход пиролиза TMA таким образом, что конечным продуктом является не карбид алюминия, а металлический алюминий (так же как продуктом пиролиза триметилгаллия – галлий, а триметилиндия - индий). Далее металлический алюминий вступает в прямую реакцию с азотом. Для определения природы наблюдавшихся явлений очевидно необходимы дальнейшие эксперименты. Однако, вне зависимости от механизма процесса, можно утверждать, что в эксперименте происходил синтез нитрида алюминия из ТМА и газообразного азота, так как иных источников азота в реактор не подавалось. Авторы благодарны С.Ю.Карпову за обсуждение результатов. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 07-02-01246-а)

- [1] В.В.Лундин и др, ПЖТФ **31**, 7, стр. 52-56 (2005)
- [2] Zavarin E.E. et al., Electrochemical Society Proceedings Vol. 2005-09, p. 299-305
- [3] W.V.Lundin et al. EW-MOVPE XI, Lausanne, 5-8 June 2005, Extended abstracts, 331-334
- [4] G.B.Stringfellow, Organometallic Vapour-Phase Epitaxy: Theory and Practice. (Acad. Pr. 1989, 1999)

MOVPE of AIN USING MOLECULAR NITROGEN AS NITROGEN PRECURSOR

W.V. Lundin*, E.E. Zavarin, M.A. Sinitsyn, M.A. Yagovkina, and A.F. Tsatsulnikov

Ioffe Physico-Technical Institute of the RAS, St. Petersburg, e-mail: lundin.vpegroup@mail.ioffe.ru

In MOVPE of III-N materials nitrogen is widely used as a carrier gas and considered to be inert. At the same time, nitrogen at high temperature is very active against aluminum. In the presented study we have investigated the possibility of AIN synthesis from TMAI and molecular nitrogen as precursors in a standard MOVPE system. If no gallium or GaN presented in the reactor AI_4C_3 was deposited on the wafer in all investigated regimes. Presence of GaN deposit on the susceptor or placement of preliminary grown GaN epi-wafer upstream the sapphire substrate in conjunction with using of N₂/H₂ mixture as a carrier gas principally changed the situation – AIN epilayer layer was grown on the substrate as revealed by XRD. In spite of absence of any nucleation/buffer layers widely used for crystal quality improvement, at the optimized growth conditions AIN epilayers grown by this (ammonia-free) method were transparent, colorless, mirror-like, with low defects density by SEM, RMS~2nm as revealed with AFM, and FWHM of XRD rocking curve ~20 arcmin (ω -scan).

InGaAIN ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ ДЛЯ СВЕТОДИОДОВ, ВЫРАЩЕННЫЕ НА ПРОФИЛИРОВАННЫХ САПФИРОВЫХ ПОДЛОЖКАХ

<u>В.В. Лундин</u>*, Е.Е. Заварин, М.А. Синицын, А.Е. Николаев, Е.Ю. Лундина, А.В. Сахаров, С.И. Трошков, А.Ф. Цацульников

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

Появившиеся в настоящее время коммерчески доступные GaN и экспериментальные AlN подложки открыли новые возможности в технологии сложных III-N приборов, но никак не изменили ситуацию в массовом производстве. Подавляющее большинство производимых в настоящее время в мире эпитаксиальных структур для III-N светодиодов выращивается на сапфировых подложках, что связано в первую очередь с их низкой стоимостью. Однако, если III-N эпитаксиальная гетероструктура имеет плоскую верхнюю поверхность и выращена на плоской сапфировой подложке, вся совокупность III-N слоев образует волновол с довольно высоким оптическим ограничением, в котором только относительно малая часть света попалает в конус вывода, что существенно ограничивает максимально достижимую эффективность прибора. Более подробно проблема и наиболее распространенные методы ее решения были описаны в [1]. Одним из этих методов является использование сапфировых подложек с профилированной поверхностью, на которой производится эпитаксиальный рост приборной структуры. В такой структуре рельефный, с амплитудой 0.2-3 мкм, интерфейс сапфир-GaN существенно увеличивает эффективность вывода света из III-N слоев. В зависимости от высоты и профиля элементов рельефа можно говорить или о рассеянии, или об отражении света под углами, попадающими в конус вывода, или о микропризменном вводе света в объем сапфира. Близость показателей преломления сапфира и полимерного компаунда и отсутствие потерь в объеме сапфира способствует дальнейшему беспрепятственному выходу света из кристалла. К сожалению, профилированные подложки пока коммерчески недоступны, и каждый производитель светодиодных эпитаксиальных структур формирует рельеф на поверхности плоских сапфировых подложек в рамках собственного технологического цикла.

Формирование необходимого рельефа на поверхности сапфировой подложки затруднено как его высокой химической стойкостью, так и очевидным требованием к возможности реализации эпитаксиального роста на профилированной поверхности. За последние годы предложено несколько способов формирования рельефа. Чаще всего используется сухое травление в индуктивно связанной плазме (ICP) через сформированную фотолитографией маску [2]. Недавно было сообщено о профилировании сапфира травлением в смеси H₂SO₄:H₃PO₄ с использованием SiO₂ маски [3]. Исходный рисунок на поверхности нанесенного на сапфир слоя SiO₂ формировался или стандартной фотолитографией (для получения элементов микрорельефа микронных размеров), или отжигом напыленного слоя никеля, приводящего к формированию субмикронных островков, служивших маской при травление SiO₂.

Нами разработана более простая технология формирования профилированных сапфировых подложек, пригодных для последующего эпитаксиального роста III-N структур. Травление сапфировых подложек ориентации (0001) производилось в ортофосфорной кислоте (H₃PO₄) через массив квазиупорядоченных полусферических капель золота размером 0.5-3 мкм, сформированных контролируемым образом на поверхности сапфира при нагреве напыленного сплошного слоя золота выше температуры его плавления. На рис. 1 представлено изображение поверхности сапфира, полученное методом растровой электронной микроскопии (РЭМ), после формированняя оптимизированного для получения большой высоты рельефа маскирующего массива микрокапель золота и последующего травления. Элементы рельефа имеют вид треугольных пирамид, образованных плоекстями (10-12) сапфира (R-плоскости). Высота элементов прельефа и их плотность на поверхности могут существенно варьироваться в зависимости от параметров процесса. Поверхность сапфира между элементами рельефа плоская, что и необходимо для дальнейшего эпитаксиального роста ваментами рельефа си их сапфира большой высоть сапфира в зависимости от параметров процесса.

Эпитаксиальный рост слоев GaN и светодиодных гетероструктур InAlGaN на полученных профилированных подложках производился методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений. Режимы эпитаксиального роста GaN на вышеописанных профилированных подложках мало отличаются от стандартных, разработанных для плоского сапфира ориентации (0001).

Предварительные исследования InAlGaN светодиодных гетероструктур, выращенных на полученных профилированных сапфировых подложках, проведенные с использованием индиевых

контактов на неразделенных пластинах, продемонстрировали эффективное влияние профилирования на оптические свойства структур. При этом не было выявлено ухудшения вольтамперных характеристик, которое могло бы наблюдаться в случае формирования дефектных областей над элементами микрорельефа, где развитие начальных стадий эпитаксиального роста существенно отличается от случая плоского сапфира.

Нарушение планарности сапфира привело к подавлению модуляции спектров электролюминесценции (ЭЛ), связанной с интерференцией в вертикальном Фабри-Перро резонаторе, образованном контактом и интерфейсом GaN/сапфир, и заметному увеличению интенсивности ЭЛ. Рассеяние и переотражение излучения светодиодной структуры на элементах микрорельефа, приводящее к увеличению эффективности вывода, хорошо заметно при наблюдении пластины как при малом, так и при большом увеличении. Яркие треугольные области на рис.2 – элементы рельефа, на которых происходит переотражение света. При этом невооруженным глазом на поверхности видны три ярких луча (рис. 2, на вставке).

Таким образом, нами предложен и проверен новый метод создания профилированных сапфировых подложек, на которых были выращены InGaAIN светодиодные гетероструктуры. Предварительные исследования непроцессированных структур показали эффективность разработанной технологии. Ее дальнейшая оптимизация должна производиться с использованием полного приборного постростового процессирования и сборки совместно с оптимизацией геометрии прибора.

- В.В.Лундин и др., Тез. докл. 5-й Всерос. Конф. «Нитриды галлия, индия и алюминия структуры и приборы», Москва, 31 января–2 февраля 2007, с.14
- [2] Jae-Chul Song et al., J. Cryst. Growth 308 (2007) 321
- [3] H. Gao, et al., Jour. Appl. Phys., 103, (2008), p. 014314



Рис. 1. РЭМ изображение поверхности профилированной сапфировой подложки (слева) и оптическая микрофотография электролюминесценции выращенной на ней светодиодной структуры (справа). На вставке справа - картина рассеяния света при электролюминесценции этой структуры.

InGaAIN HETEROSTRUCTURES FOR LEDs ON PATTERNED SAPPHIRE SUBSTRATES

<u>W.V.Lundin</u>^{*}, E.E.Zavarin, M.A.Sinitsyn, A.E.Nikolaev, E.Yu.Lundina, A.V.Sakharov, S.I.Troshkov, and A.F.Tsatsulnikov

Ioffe Physico-technical institute of the RAS, St-Petersburg, Russia, *lundin.vpegroup@mail.ioffe.ru

Using of profiled or patterned sapphire substrates recently have been realized as one of the most fruitful ways for increase of III-N based LED efficiency due to improvement of light extraction. We report on the development of a simple method of textured substrates formation by chemical etching in hot H_3PO_4 of (0001) sapphire substrates masked with micrometer-size self-organized array of golden semi-spheres formed by controllable reflow of thin golden film deposited on sapphire by standard evaporation technique. MOCVD of GaN layers on the formed textured substrates was carried out using standard low-temperature GaN nucleation layer technique. Preliminary investigation of LED structures grown on the described above textured sapphire substrates has revealed an improvement of light extraction due to strong light scattering on elements of substrate relief without any noticeable influence on other device characteristics.
ИССЛЕДОВАНИЕ МОРФОЛОГИИ ПОВЕРХНОСТИ AIGaN В ПРОЦЕССЕ МЛЭ РОСТА МЕТОДОМ ДИФРАКЦИИ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

<u>В.Г. Мансуров</u>*, А.Ю. Никитин, Ю.Г. Галицын, К.С. Журавлев.

Институт физики полупроводников СО РАН работы первого и второго авторов. пр. ак. Лаврентьева, 13, 630090, Новосибирск, тел. +7(383)3336945, e-mail: mansurov@thermo.isp.nsc.ru;

Дифракция быстрых электронов является мощным и широко используемым инструментом для *in situ* исследований процессов на поверхности при молекулярно-лучевой эпитаксии, как на этапах подготовки поверхности к росту (например, контроль процесса десорбции окисла и получение атомарно чистой поверхности), так и непосредственно в процессе роста (наблюдение за реконструкциями поверхности или измерение скорости роста по осцилляциям зеркального рефлекса). Зачастую этот метод используется как инструмент получения оперативной информации о поверхности, носящей качественный характер. Получение количественной информации, как правило, требует дополнительных инструментов для измерений и соответствующего математического аппарата для обработки и корректной интерпретации экспериментальных данных.

В настоящей работе исследуется морфология растущей поверхности AlGaN в зависимости от ростовых условий и состава твердого раствора методом дифракции быстрых электронов на отражение при эпитаксиальном росте в МЛЭ с целью изучения ростовых процессов и повышения качества эпитаксиальных пленок.

Эксперименты проводились на установке молекулярно-лучевой эпитаксии CBE-32 (фирмы Riber). Структуры, включающие AlGaN слои, выращивались на подложках сапфира (0001) с использованием твердотельных источников Al, Ga и газового источника аммиака, который обеспечивает поверхность активным азотом. Дифракционные исследования производились с использованием стандартного дифрактометра с энергией первичного пучка электронов 10 кэВ и программно-аппаратного комплекса, позволяющего регистрировать дифракционные картины (ДК), в том числе изменяющиеся во времени, и анализировать профили интенсивностей вдоль выбранного направления.

Методика измерений состоит в следующем: анализируется ширина дробного рефлекса (0 1/2), измеренная вдоль штриха, вблизи симметричного азимута [11-20] при строго заданных условиях наблюдения дифракционных картин (фиксируется угол падения пучка на поверхность и азимутальное положение образца). Дробный рефлекс реконструкции (2х2) выбран для данных измерений потому, что сверхструктура существует только на поверхности при соответствующих температурах поверхности и давлении аммиака, и, если параметр дальнего порядка сверхструктуры достигает при определенных условиях максимума, то ширина дробного рефлекса отражает характерный размер террасы. Температура поверхности для данных исследований, выбиралась исходя из измерений зависимости интенсивности дробного рефлекса от температуры при заданном давлении аммиака (6×10⁻⁵ Topp). При изменении температуры поверхности наблюдается фазовый переход порядок-беспорядок, и интенсивность дробного рефлекса однозначно связана с параметром дальнего порядка поверхностной сверхструктуры, который в нашем случае при 500°С достигал максимума. Азимутальное отклонение контролировалось по геометрическому положению максимума дробного рефлекса (0 1/2) относительно кикучи-линий. Оценка ширины рефлекса производилась с помощью «подгонки» профиля интенсивности гауссианами. Увеличение шероховатости поверхности, кроме изменения ширины рефлексов, может приводить так же и к появлению трансмиссионных рефлексов.

На рисунке 1.а показана дифракционная картина ростовой поверхности AlGaN с реконструкцией (2х2). Показана линия, вдоль которой измерялся профиль интенсивности (рис.1.б), и анализировалась ширина дробного рефлекса (0 1/2).

Было обнаружено, что ширина рефлексов монотонно уменьшается с повышением давления аммиака при росте, что соответствует увеличению размера террас или моноатомно гладких участков (характерный размер террас по оценке составлял всего 100-200 А). На рисунке 2.а показаны зависимости ширины дробного рефлекса (0 1/2) на поверхности AlGaN для пленок разного состава от давления аммиака в процессе роста пленок (рис.2.6). Кроме того, обнаружено, что шероховатость резко увеличивается при понижении температуры и незначительно возрастает при ее повышении, то есть имеется оптимальная температура. Несмотря на то, что в ДК наблюдаются штрихи (поверхность часто считается относительно гладкой) оценка размеров гладких участков показывает что они не велики. Предложенный подход не только дает информацию о ростовых процессах и



(б)

Рис.1. Дифракционная картина поверхности (0001)Al_{0.1}GaN (а) – здесь указаны целочисленные штрихи (0 0) и (0 1), а так же дробный штрих (0 1/2). Профиль интенсивности вдоль штриха (0 1/2) (б)



(a)

(a)

(б)

Рис.2. Ширина дробного рефлекса (0 1/2) на поверхности Al₃GaN как функция давления аммиака (а); ширина дробного рефлекса в зависимости от температуры роста Al_{0.25}GaN (б). (линии проведены для облегчения восприятия экспериментальных точек)

состоянии поверхности, но и позволяет сократить время отработки технологических режимов роста в многослойных структурах.

Авторы благодарят РФФИ за поддержку данной работы (грант № 06-02-08209)

INVESTIGATION OF (0001)AIGaN SURFRACE MORPHOLOGY DURING MOLECULAR BEAM EPITAXIAL BY RHEED

<u>V. G. Mansurov*</u>, A. Yu. Nikitin, Yu. G. Galitsyn, K. S. Zhuravlev

Institute of semiconductor physics. Lavrentiev avenue, 13, 630090, Novosibirsk, phone. +7(383)3336945, e-mail: mansurov@thermo.isp.nsc.ru;

The (0001) AlGaN surface morphology as a function of growth conditions (surface temperature and fluxes of components) are investigated during MBE growth by the RHEED. The Ga and Al fluxes from conventional effusion cells and NH_3 as precursor are used for the growth. A width of a fractional reflex measured along a (0 1/2) streak of (2x2) surface reconstruction is used to characterize the surface morphology. Decreasing of the width along with increasing of NH_3 pressure during the growth is found, as well as non monotonous dependence of the width on growth temperature is demonstrated.

НИТРИДИЗАЦИЯ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ В НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

<u>Д.О. Мазунов^{*}, В.И. Осинский, В.Г. Вербицкий, В.И. Глотов</u>

ГП "НИИ микроприборов" НАН Украины, ул. Северо-Сырецкая, 3, 04136, Киев тел. +38(044)449-94-61, e-mail: mazunov@imd.org.ua

Современная гетероэлектроника основана на варьировании основным составом полупроводниковых соединений и их твердых растворов в микро- и нанообластях. При определенных термодинамических условиях (объем, температура, давление, энергия связи) все соединения А³В⁵ теоретически образуют непрерывные ряды твердых растворов, однако для практически реализуемых параметров роста существуют области плохой взаимной растворимости соединений А³В⁵. В [1] предложено использовать ионные технологии расширения областей растворимости соединений A³B⁵, которые ранее успешно применялись при получении труднорастворимых составов многокомпонентной системы InGaAsP. При обычных температурах и давлениях плохо взаимно растворяются средние составы арсенидов и нитридов галлия – двух базовых соединений гетероэлектроники.

В основе эпитаксиального роста лежит взаимодействие потоков молекул, атомов или ионов с поверхностью кристаллической подложки, причем условия конденсации определяются соотношением между скоростями поступления атомов и перестройки поверхностных слоев. Введение в потоки атомов или молекул определенной концентрации ионов элементов третьей и пятой групп периодической системы позволяет формировать сложные многокомпонентные структуры с заданными электронными и оптическими параметрами. Это обусловлено точечной доставкой ионами энергии в поверхностные и более глубокие монослои структур, что облегчает кинетические процессы миграции атомов при сравнительно низких средних температурах подложки [2]. В свою очередь, снижение температуры эпитаксии на 200–300 °C облегчает требования к изорешеточности гетерослоев и уменьшает механические напряжения, создающиеся при охлаждении структур после процесса эпитаксиального роста.

Как правило, в традиционных технологиях используются высокоэнергетические ионы азота или их радикалы. При этом высокие энергии обеспечивают проникновение ионов в решетку арсенида галлия с замещением элемента пятой группы либо ускоряют реакцию образования соединения на поверхности. Энергии ионов азота порядка кэВ и единиц МэВ, традиционно применяемые, например, при ионной имплантации, разрушают решетку арсенида галлия и являются избыточными для получения GaN, для образования которого достаточно энергии в несколько электрон-вольт.

Такие низкоэнергетические ионы с энергией ~1-10 эВ образуются в тлеющем разряде; при этом плотности потоков ионов и электронов составляют ~10¹² см⁻². Энергии такого порядка соответствуют температуре заряженных частиц в плазме, превышающей в сотни раз среднюю температуру молекул газа, которая близка к комнатной.

В этом случае энергии ионов азота достаточно для разрыва химических связей в арсениде галлия и замещения атомов мышьяка с образованием локальной фазы GaAs_{1-x}N_x (Рис. 1).

Процесс нитридизации пластин арсенида галлия был проведен с использованием установки химического осаждения из газовой фазы, стимулированного плазмой. В качестве исходных подложек были взяты пленки арсенида галлия, полученные методом жидкофазной гомоэпитаксии. Объем реактора, в котором были расположены подложки GaAs, нагреваемые ИК-лампами, вначале откачивали до давления 5×10⁻² мм рт. ст., а затем заполняли особо чистым азотом; при этом с помощью высокочастотного генератора (частота 27,12 МГц) создавали тлеющий разряд. Время воздействия азотной плазмы на образец составляло 5–10 мин.

Для оценки изменения состава пленок по глубине в результате проведения эксперимента по обработке поверхности пластин арсенида галлия высокочастотной азотной плазмой использовалась масс-спектроскопия вторичных нейтральных частиц (BHMC). Измерения были проведены на установке "INA3" производства фирмы "Leybold-Heraues" (Германия). Напряжение к образцам прикладывали такой величины, чтобы скорость травления составляла 5 Å/с. Результаты распределения профилей концентрации отдельных элементов по толщине для обработанного в плазме образца арсенида галлия приведены на Рис. 2.

Показано, что в результате низкоэнергетического плазменного воздействия на поверхности арсенида галлия образуются нанослои арсенида–нитрида галлия толщиной 10–20 нм (Рис. 2).



Рис. 1. Трехмерная диаграмма соединений в системе Ga–As–N.



Рис. 2. Профили ВНМС пленки арсенида галлия, нитридизированной низкоэнергетической ВЧплазмой.

Экспериментально установлено, что при температуре подложки 150 °С и мощности высокочастотного (27,12 МГц) генератора 660 Вт скорость образования слоя составляла ~20 Å/мин. Между слоями постоянного состава создается варизонная структура $GaAs_{1,x}N_x$, где атомная доля азота x является переменной по толщине. Таким образом, в результате низкотемпературной плазменной обработки атомы азота замещают атомы мышьяка в решетке арсенида галлия. Вероятно, действие высокочастотной азотной плазмы вызывает разрыв межатомных связей Ga–As и встраивание атомов азота в приповерхностный слой пленки с образованием фазы GaAsN, наличие которой может принципиально изменять электрофизические и оптические свойства исходного материала.

В области составов с плохой взаимной растворимостью нитрида галлия в GaAs образуются группы атомов бинарных соединений – кластеры, размеры которых составляют от нескольких до десятков атомов. Энергетически такая гетерогенная структура представляет набор потенциальных или квантовых ям арсенида галлия и локальных потенциальных барьеров нитрида галлия. Поскольку процессы образования гетерогенных нанослоев нитридизацией GaAs в низкоэнергетической плазме происходят при близких к комнатной температурах, механические напряжения или граничные разорванные связи между кластерами нитрида и арсенида галлия практически отсутствуют. Это делает такие нанослои интересными для приборных применений.

Таким образом, приведенные экспериментальные данные по выращиванию наноструктур твердых растворов арсенидов–нитридов галлия путем встраивания низкоэнергетических ионов азота в решетку арсенида галлия при низких температурах показывают перспективность ионной твердофазной эпитаксии гетерогенных наноструктур, в особенности как квантоворазмерных систем.

- В.И. Осинский, В.Г. Вербицкий. Оптико-Электронные Информационно-Энергетические Технологии, 1, 169 (2001).
- [2] Z.Z. Bandić et al. Journ. Vac. Sci. Techn. B, 14, 2948 (1996).

NITRIDISATION OF GALLIUM ARSENIDE IN LOW-ENERGY PLASMA

<u>D.O. Mazunov</u>^{*}, V.I. Osinsky, V.G. Verbitsky, V.I. Glotov SE "Research Institute of Microdevices", NAS Ukraine 3, Pivnichno-Syretska St, 04136, Kyiv, Ukraine phone +38(044)449-94-61, e-mail: mazunov@imd.org.ua

The alternative method of GaAs–GaN heterogenous nanostructures obtaining is suggested. It consists in the substitution of the part of arsenic atoms for low-energy nitrogen ions in the solid phase of gallium arsenide monocrystalline film. The $GaAs_{1-x}N_x$ nanolayers are experimentally grown in the low-energy nitrogen plasma. The replacement of arsenic atoms for nitrogen atoms is demonstrated under relatively low temperatures. It is shown that ions must reach energy necessary for the breakdown of Ga–As chemical bonds and for N atoms embedding in the film. These processes lead to the local GaAsN phase formation.

ВЫСОКОКАЧЕСТВЕННЫЕ НЕЛЕГИРОВАННЫЕ И ЛЕГИРОВАННЫЕ Мg СЛОИ GaN(000Ī)/c-Al₂O₃, ПОЛУЧЕННЫЕ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВОЙ ЭПИТАКСИИ С ПЛАЗМЕННОЙ АКТИВАЦИЕЙ АЗОТА

<u>А.М. Мизеров</u>*, В.Н. Жмерик, В.К. Кайдашев, Т.А. Комиссарова, А.А. Ситникова, С.А. Масалов, 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

Одной из наиболее существенных особенностей молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота (МПЭ ПА) является относительная простота получения с помощью этой технологии слоев A³N с различной кристаллографической полярностью – как с обычной (0001) или Ga-полярностью, которая используется в большинстве промышленно выпускаемых приборов, так и с противоположной (0001) или N-полярностью. Последний случай реализуется при росте эпитаксиальных слоев A³N на плазменно-нитридизованной подложке Al₂O₃(0001). Свойства N-полярных слоев uccледованы недостаточно по сравнению со случаем (0001)-полярности, поскольку, как правило, имеют существенно худшие характеристики. Это относится и к более шероховатой поверхности слоев, и высокой остаточной концентрации носителей заряда (электронов), а также сложностям легирования этих слоев примесью р-типа (Mg) [1-3]. В данной работе анализируются условия МПЭ ПА, необходимые для роста слоев GaN(0001) удовлетворительного качества, прежде всего, с точки зрения планарности морфологии поверхности и достижения высокого уровня р-легирования (~10¹⁸ см⁻³) в таких GaN:Mg слоях.

Слои GaN(0001) толщиной ~1мкм выращивались на установке Compact 21T (RIBER), оборудованной ВЧ-плазменным источником HD-25, на подложках Al₂O₃(0001), которые предварительно отжигались при температуре T₅=800°C, а затем нитридизовались при T₅=700°C в потоке плазменно-активированного азота (F_{N*}), как подробно описывалось в [4]. Ростовые процессы проводились со скоростями от 0.3 до 0.6 монослой/с при различных Т₅ и отношениях потоков атомов Ga (F_{Ga}) к F_{N^*} , которые изменялись в диапазонах 690-820°С и 0.7-1.8, соответственно. Легированные слои GaN(0001): Мд выращивались на нелегированных буферных слоях GaN толщиной ~500 нм при более низкой $T_{\rm S}$ =650°C, а поток Mg соответствовал эквивалентному давлению пучка ~2·10⁹ Торр. Для контроля роста использовались методы лазерной интерферометрии и дифракции отраженных быстрых электронов (ДОБЭ). Полярность слоев GaN(0001) определялась стандартным способом на основе химического травления в растворе 2М NaOH в течение 10 минут. Структурные свойства слоев характеризовались с помощью комплексного использования растрового электронного (РЭМ), просвечивающего электронного (ПЭМ) и сканирующего туннельного (СТМ) микроскопов, а для исследований оптических свойств измерялись спектры фотолюминесценции (ФЛ). Для характеризации электрофизических свойств использовались холловские и вольт-фарадные измерения.

Исследования кинетики роста GaN(0001) показали, что скорость роста практически не зависит от $T_{\rm S}$ в исследовавшемся диапазоне - вплоть до 750°С при неизменных потоках Ga и азота, и лишь при более высоких T_{S} наблюдается ее снижение, что иллюстрируется на рис.1а. В то же время для поддержания двумерного роста во время повышения T_{S} необходимо использовать все более Gaобогащенные условия роста - при температуре 700°С линейчатая картина ДОБЭ, соответствующая двумерному росту, наблюдалась при $F_{Ga'}/F_{N^*}=1.2$, а при $T_5=760^{\circ}\text{C}$ - уже при $F_{Ga'}/F_{N^*}=1.8$. Анализ СТМ-изображений слоя GaN(0001), одно из которых приводится на рис. 1b, показал, что его поверхность соответствует характерной морфологии слоев, выращенных МПЭ, т.е. она состоит из зерен с плоскими атомарно-гладкими вершинами. Наиболее плоская морфология наблюдалась у «высокотемпературного» слоя, выращенного вблизи температуры начала термического разложения GaN (т.е. при Ts=760°C), зерна которого имели характерный латеральный размер ~1.5 мкм, а средние уровни шероховатости поверхности (rms) составляли 3.7 нм и 0.5 нм на площадях 5×5 мкм и 200×200 нм, соответственно. Эти параметры не только превосходят лучшие результаты других работ по росту GaN(0001) [2], но и сопоставимы с аналогичными параметрами слоев GaN(0001) [1,4]. Это свидетельствует о возможности достижения высокой поверхностной подвижности адатомов Ga на поверхности GaN(0001) при МПЭ ПА, обеспечивающей относительно высокую степень планарности поверхности.



Рис.1. Зависимость скорости роста GaN(000 \overline{I}) от температуры при постоянных F_{Ga} и F_{N^*} (a); СТМ- изображение поверхности слоя GaN(000 \overline{I}), выращенного при T_S =760°С и F_{Ga}/F_{N^*} =1.8 (b);

В спектрах ФЛ слоев «высокотемпературного» GaN(0001) наблюдался относительно узкий пик с энергией 3.47 eV и полушириной FWHM=8 мэВ (при 20К). Холловские измерения этого образца продемонстрировали концентрацию электронов $n_e=2\times10^{17}$ см⁻³ и подвижность $\mu=200$ см²/В-сек. Отметим, что полученное значение n_e оказалась на порядок выше значений, характерных для лучших слоев GaN(0001) [2]. Кроме того, наблюдавшаяся нами полуширина ФЛ более чем в два раза больше аналогичного параметра слоев GaN(0001), выращенных нами в тех же условиях на 3-мкм GaN-ГФЭМОС-темплейтах [4]. Наиболее вероятно, что эти различия обусловлены высокой концентрацией прорастающих дислокаций в слоях GaN(0001)/с-Al₂O₃, которая согласно ПЭМ измерениям составляла 1.5×10^{10} см⁻², в то время как для слоев GaN(0001), выращенных на темплейте, она была на порядок ниже $\sim 2\times10^9$ см⁻². Дополнительно, нами была продемонстрирована возможность эффективного р-легирования слоев GaN(0001):Mg с концентрацией дырок $4\cdot10^{17}$ см⁻³ (по данным холловских измерений) и $1\cdot10^{18}$ см⁻³ (согласно вольт-фарадным исследованиям), без использования какой-либо постростовой активации, что сопоставимо с лучшими результатами по р-легированию GaN(0001).

Таким образом, результаты работы свидетельствуют о возможности роста методом МПЭ ПА слоев GaN(0001) со степенью планарности поверхности, сравнимой с лучшими результатами для GaN(0001). Для этого необходимо использование сильно Ga-обогащенных условий с отношением $F_{Ga}/F_{N*}>1.8$ при высоких значениях $T_S>750$ °C. Также впервые продемонстрирована возможность эффективного легирования GaN(0001):Мд с концентрацией дырок ~10¹⁸см⁻³.

- [1] X.Q.Shen et al., Appl. Phys. Lett., 77(24), 4013 (2000).
- [2] E.Monroy et al., Appl. Phys. Lett., 84(18), 3684, (2004).
- [3] A.J.Ptak et al., Appl. Phys. Lett., 78(3), 285 (2004).
- [4] Жмерик В.Н. и др., Письма в ЖТФ, 33(8), 36 (2007).

HIGH-QUALITY UNDOPED AND Mg-DOPED GaN(000Ī)/c-Al₂O₃ EPILAYERS GROWN BY PLASMA-ASSISTED MOLECULAR BEAM EPITAXY

<u>A.M. Mizerov</u>*, V.N. Jmerik, V.K. Kaidashev, T.A. Komissarova, S.A.Masalov 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 plasma-assisted molecular beam epitaxy of N-face GaN layers of reasonable quality directly on c-Al₂O₃ substrates. It has been found that relatively high values of the growth temperatures (>750°C) and Ga- to activated nitrogen flux ratio (>1.8) provide two-dimensional growth mode of 1-µm-thick GaN(0001) epilayers having the surface grains with a typical dimension of 1.5µm and atomically smooth surface, that is comparable with the best GaN(0001) epilayers grown by. The growth of GaN(0001):Mg with the hole concentration up to ~10¹⁸ cm⁻³ has been demonstrated as well.

ЭФФЕКТИВНЫЙ МЕТОД ЭКСПРЕСС-ХАРАКТЕРИЗАЦИИ ПОДЛОЖЕК SIC

<u>М.Г. Мынбаева</u>

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

Подложки карбида кремния, обладающие высокой теплопроводностью, являются перспективной заменой сапфиру для изготовления светодиодов, лазеров и микроволновых приборов на основе GaN. В условиях промышленного производства монокристаллический SiC получают методом, представляющим собой модификацию метода сублимации, впервые предложенного Лели и развитого впоследствии Таировым и Цветковым [1] и получившего название процесса газового транспорта ("physical vapor transport", PVT). Несмотря на очевидный прогресс в выращивании кристаллов SiC, существует ряд факторов, препятствующих полной реализации этим материалом его коммерческого потенциала. Такими факторами, в частности, являются неоднородность уровня легирования, присутствие в кристаллах протяженных и объемных дефектов. Развитие методов характеризации качества слитков SiC является чрезвычайно важным для снижения стоимости подложечного материала на основе SiC и развития процесса PVT. К настоящему времени применяется несколько методов определения распределения дефектов (так называемый «mapping») в пластинах SiC. Для выявления структурных дефектов в SiC используется рентгеновская топография, сканирующая (СЭМ) и просвечивающая (ПЭМ) электронная микроскопия, атомносиловая микроскопия (АСМ), и селективное химическое травление. Характеризация электрических свойств подложки проводится с применением методов измерения оптического поглощения, спектроскопии комбинационного рассеяния света, измерений тока, наведенного электронным лучом, коэффициента Холла и нестационарной спектроскопии глубоких уровней. Все эти методы представляют собой мощные инструменты выявления дефектов в SiC, однако, являются достаточно дорогими и времязатратными. При этом ни один из этих методов не позволяет единовременно выявить все несовершенства подложки, что означает необходимость комбинировать их для получения полной картины качества пластины. Это приводит к усложнению линии контроля качества подложек и увеличению их цены.

В представляемой работе предлагается недорогой и эффективный метод, который может быть использован для экспресс-характеризации и отбора слитков SiC по их качеству на ранней стадии изготовления подложек. Метод позволяет одновременно выявлять такие дефекты, как открытые микротрубки (Рис. 1(а)), политипные включения (Рис. 1(b)), области, содержащие малоугловые границы (Рис. 1(с)) и неоднородность удельного электрического сопротивления (Рис. 1(d)), то есть дефекты, вызванные и несовершенством качества поверхности затравочного кристалла, и неоптимизированными условиями процесса РVT [2].

Идея метода состоит в том, чтобы подвергать полноразмерные пластины SiC, вырезанные из слитка, анодизации, с целью формирования в них пористой структуры. Эта структура декорирует существующие в пластине дефекты благодаря известному эффекту возникновения неоднородностей в распределении пор по размерам в областях, содержащих внутренние напряжения, связанные с наличием структурных дефектов и неоднородностью распределения примесей по площади пластины [3].

Метод является недорогим, его использование не занимает много времени, и не является полностью разрушающим; не требует использования дорогого оборудования и специальной подготовки образцов. Время анодизации, достаточное для выявления дефектов, не превышает 3-5 минут. Сформировавшийся на поверхности образца пористый слой толщиной 5-7 мкм после инспекции образца может быть легко удален термическим окислением пластины [4] или ее переполировкой.

- [1] Y.M. Tariov, V.F. Tsvetkov. J. Cryst. Growth, 43, 209 (1978).
- [2] A.R. Powell, L. B. Rowland. Proc. IEEE, 90, 6 (2002).
- [3] M. Mynbaeva. Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 742, 303 (2003).
- [4] J.S. Shor, A.D. Kurtz. J. Electrochem. Soc., 141, 778 (1994).



Рис.1. Изображения подвергнутых анодизации пластин SiC, полученные при помощи оптического сканера: (а); область пластины, содержащая микротрубки, (b); политипиные включения; (c); зерна с малоугловыми границами, (d); неоднородность легирования.

AN EFFECTIVE EXPRESS METHOD OF CHARACTERIZATION OF SIC SUBSTRATES

¹Ioffe Physicotechnical Institute of RAS, Polytechnicheskaya, 26 St.-Petersburg 194021 Russia phone. +7(812)2927337, e-mail: mgm@mail.ioffe.ru

An effective technique for rapid characterization of SiC ingots at the early stage of substrate manufacturing process is proposed. The method allows for simultaneously revealing open-micropipes, polytype inclusions, low grain boundary regions, and non-uniform resistivity distribution across the wafer. The idea of the method is to subject full-size single SiC wafer cut from an ingot to anodization treatment. The porous structure formed as a result of the treatment decorates existing defect regions via effect of nonhomogeneity in the porous structure formation caused by the defect-related internal stress, as well as by non-uniformity in doping level across the wafer. The method is inexpensive, not time-consuming and not fully destructive. Duration of the anodization sufficient for defect inspection is no longer than 3 to 5 minutes. The 5-7 µm-thick porous layer formed as a result of anodization can be easily removed by thermal oxidation of the treated SiC wafer or by its re-polishing. After that, the inspected wafer can be used further.

ПОРИСТЫЕ FREE-STANDING ПОДЛОЖКИ GaN

<u>М.Г. Мынбаева</u>, А.Е. Николаев, А.С. Зубрилов, Н.В. Середова, К.Д. Мынбаев, А.А. Ситникова

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

Санкт-Петербург

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

Одним из основных факторов, отрицательно влияющих на параметры полупроводниковых лазеров на основе нитридов V группы, является высокая плотность дислокаций, вызванная отсутствием подложек для гомоэпитаксиального наращивания этих материалов. В последнее время несколько компаний анонсировали коммерциализацию квази-объемных «free-standing» пластин GaN, выращенных хлорид-гидридным методом (HVPE) на затравке Al₂O₃. Тем не менее, в настоящий момент плотность дислокаций (ПД) в этих пластинах все еще далека от значения 10⁴ см⁻², требуемого производителями лазеров на основе нитридных соединений.

Одним из подходов к улучшению качества эпитаксиального роста GaN является использование подложек из пористого и подобному пористому материала. Использование этой идеи в настоящее время стало популярным не только в перспективных исследовательских разработках [1-3], но и у ведущих промышленных производителей (см., например, US patent applications ## 20070141813, 20070092980, 20070082465). Однако почти все усилия в этом направлении сконцентрированы на использовании илеи так называемой «наноэпитаксии», когла эпитаксиальные слои с уменьшенным уровнем остаточных напряжений выращиваются на пористых или «квази-пористых» подложках с открытой пористостью на поверхности. Такие подложечные материалы формируются путем химического травления поверхности исходной полупроводниковой пластины, или ее in-situ газового травления в ростовом реакторе непосредственно перед ростом. В то же время, известно, что и для гетеро-, и для гомоэпитаксиального наращивания на пористых подложках существенного улучшения качества эпитаксиальных слоев можно достичь при использовании подложек с закрытой поверхностной пористостью, что позволяет исключить неконтролируемое зародышеобразование, присущее открытой пористой структуре [4,5]. Ранее нами было показано, что использование пористой подложки SiC с закрытой нанопористой структурой (ЗНПС) позволяет снизить ПД в выращенном на ней эпитаксиальном слое SiC на 2-3 порядка [6].

В настоящей работе показано, что пористые «квази-подложки» требуемого качества могут быть изготовлены путем анодизации «free-standing» пластин GaN. С использованием этого метода были изготовлены пористые «квази-подложки» GaN с ЗНПС. В такой структуре на поверхности сохраняется тонкий кристаллический (непористый) слой (Puc.1(a-c)). Таким образом, изготовленные нами подложки GaN сочетают преимущества атомно-гладкой непористой поверхности для однородной нуклеации растущего эпитаксиального слоя с выгодами, предоставляемыми типичными буферными эпитаксиальными слоями, включая способность влиять на величину остаточных напряжений в толстых «free-standing» пластинах GaN, полученных гетероэпитаксией на подложках сапфира.

На «квази-подложках» GaN с ЗНПС выращивались слои нитрида галлия толщиной несколько микрометров методом HVPE. В результате были получены зеркально гладкие слои (Puc. 1(d)) с более низкой плотность дефектов и с меньшим уровнем остаточных напряжений, чем в исходной «free-standing» подложке GaN.

В докладе будут представлены результаты исследования полученных слоев методами атомносиловой микроскопии, просвечивающей электронной микроскопии и низкотемпературной фотолюминесценции.

[1] Y.D. Wang, K.Y. Zang, S.J. Chua, S. Tripathy, C.G. Fonstad, P. Chen. Appl. Phys. Lett., 87, 251915 (2005).

[2] H. Hartono, C.B. Soh, S.J. Chua, E.A. Fitzgerald. Appl. Phys. Lett., 90, 171917 (2007).

[3] A.P. Vajpeyi, S.J. Chua, S. Tripathy, E.A. Fitzgerald. Appl. Phys. Lett., 91, 083110 (2007).

[4] N. Usami, K. Kutsukake, K. Nakajima, S. Amtablian, A. Fave. Appl. Phys. Lett., 90, 031915 (2007).

[5] M. Mynbaeva, D. Tsvetkov, and K. Mynbaev. HVPE growth of GaN on porous SiC substrates. Chapter 8 in "Porous Silicon Carbide and Gallium Nitride: Epitaxy, catalysis, and Biotechnology Applications", ed. by R.M. Feenstra and C.E.C. Wood. John Wiley and Sons, London, 2008, PP. 171–211.

[6] M. Mynbaeva, S.E. Saddow, G. Melnychuk, I. Nikitina, M. Scheglov, A. Sitnikova, N. Kuznetsov, K. Mynbaev, V. Dmitriev. Appl. Phys. Lett., **78**, 117 (2001)



Рис. 1. Полученные сканирующей электронной микроскопией изображения: (a); морфологии объема пористой структуры в GaN (на срезе), (b); поверхности подложки GaN с ЗНПС, (c); лежащей под поверхностью пористой структуры в плоскости (0001); (d); морфологии поверхности выращенного на пористой "free-standing" подложке эпитаксиального слоя GaN.

POROUS FREE–STANDING GaN SUBSTRATES FOR IMPROVED HOMOEPITAXIAL GROWTH

<u>M.G. Mynbaeva</u>, A.E. Nikolaev, A.S. Zubrilov, N.V. Seredova, K.D. Mynbaev, A.A. Sitnikova ¹ Ioffe Physicotechnical Institute of RAS, Polytechnicheskaya, 26 St.-Petersburg 194021 Russia phone. +7(812)2927337, e-mail: mgm@mail.ioffe.ru

Porous free-standing GaN substrates for improved homoepitaxial growth are proposed. The substrates are fabricated by anodization of free-standing GaN wafers grown by hydride vapor-phase epitaxy (HVPE), and contain buried nanoporous structure. They combine the advantages of non-porous surface for uniform epitaxial layer nucleation with some of those typical of epitaxial buffer layers, including the ability to reduce the influence of residual strain. The improvement in the quality of epitaxial GaN grown with HVPE on the proposed substrates is confirmed by atomic-force microscopy and low-temperature photoluminescence data.

МОЛЕКУЛЯРНО ПУЧКОВАЯ ЭПИТАКСИЯ (AlGaIn)N С ГАЗОВЫМИ ИСТОЧНИКАМИ ДЛЯ УФ ОПТОЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ

phone. +1(806)7423530, e-mail: sergey.a.nikishin@ttu.edu

С. А. Никишин

Texas Tech University, Nano Tech Center, MS-3102, TX, 79409, USA

Ультрафиолетовые (УФ) фотодиодные (ФД) и светодиодные (СД) структуры на основе AlGaInN, выращенные аммиачной молекулярно пучковой эпитаксией (МПЭ), обсуждены в сравнении с аналогичными структурами, полученными другими эпитаксиальными методами.

Используя преимущества МПЭ в контроле скорости роста и состава эпитаксиального слоя, были разработаны короткопериодные сверхрешетки (КПСР) AlN/AlGaN, позволившие изменять эффективную ширину запрещенной зоны в широком спектральном диапазоне, как показано на Рис. 1а, а также обеспечить высокую концетрацию дырок в широкозонном р-материале, как показано на Рис. 1b. Легирование магнием обеспечивает концентрацию дырок на уровне 1×10^{18} см⁻³ даже в КПСР со средним содержанием AlN на уровне 70%. В аналогичных КПСР, легированных кремнием, концентрация электронов на уровне 3×10^{19} см⁻³ также легко достижима.

Высокие уровни легирования n- и p-типа позволили нам изготовить меза-СД, излучающие в диапазоне от 290 нм до 250 нм [1-3], как показано на Рис. 2, а также получить высокочуствительные "solar-blind" ФД с порогом чуствительности вплоть до 247 нм [4, 5], как показано на Рис. 3.

С целью повышения эффективности СД был разработан новый метод роста активной области, который сводится к *in situ* контролю (с помощью дифракции быстрых электронов) перехода двумерного роста в трехмерный и обратно в двумерный. Этот механизм приводит к образованию в активной области значительного количества островков ямного материала, ширина запрещенной зоны которых намного меньше ширины запрещенной зоны AlGaN используемого в качестве барьерного материала. Как показали результаты просвечивающей электронной микроскопии, эти островки практически свободны от дислокаций. Фотолюминесцентные исследования таких активных областей показали, что время жизни носителей существенно возрастает наряду с огромным (до 100 раз) увеличением интенсивности мПЭ выращенных приборов.

[1] G. Kipshidze, V. Kuryatkov, B. Borisov, S. Nikishin, M. Holtz, S. N. G. Chu, and H. Temkin, Phys. Stattus Solidi A, **192**, 286 (2002).

[2] S. A. Nikishin, V. Kuryatkov, A. Chandolu, B. Borisov, G. Kipshidze, H. Temkin, I. Ahmad, and M. Holtz, Jpn. J. Appl. Phys. 42, L1362 (2003).

[3] S. A. Nikishin, M. Hotz, and H. Temkin, Jpn. J. Appl. Phys., 44, 7221 (2005).

[4] V. V. Kuryatkov, B. A. Borisov, S. A. Nikishin, Yu. Kudryavtsev, R. Asomoza, V. I Kuchinskii, G. S. Sokolovskii, D. Y. Song and M. Holtz, J. Appl. Phys., **100**, 096104 (2006).

[5] M. Holtz, V. Kuryatkov, D. Y. Song, B. Borisov, S. Nikishin, A. Usikov, V. Dmitriev, Yu. Kudryavtsev, and R. Asomoza, Proc. of SPIE, Vol. 6398, 63980Z (2006).

GAS SOURCE MOLECULAR BEAM EPITAXY OF UV OPTOELECTRONIC DEVICES

S. A. Nikishin

Texas Tech University, Nano Tech Center, MS-3102, TX, 79409, USA, phone. +1(806)7423530, e-mail: sergey.a.nikishin@ttu.edu

We report the structural, electrical, and optical properties of deep UV light emitting diodes (LEDs) and solar blind photodetectors (PDs) based on short period superlattices of AlN/AlGaN. All test and device structures are grown by gas source molecular beam epitaxy with ammonia on sapphire and AlGaN/sapphire template substrates. Short period superlattices consist AlN barrier, 0.75 nm to 1.5 nm thick, and Al_xGa_{1-x}N ($0.05 \le x \le 0.08$), 0.50 nm to 0.75 nm thick. LEDs based on n- and p-type superlattices are demonstrated operating up to 250 nm. A cutoff wavelength of 247 nm is obtained for p-i-n PDs with three orders of magnitude rejection by 265 nm. We will discuss a significant enhancement in the cathodoluminescence intensities (by factor of ~100) and longer photoluminescence lifetimes (~320 ps) in the Al_xGa_{1-x}N/Al_yGa_{1-x}N, 0.55< x ≤1 and 0.3</p>



(a)

(b)

Рис.1. Зависимость оптической ширины запрещенной зоны КПСР от ее периода в случае, когда тощина ямы состаляет 2 (линия 1) и 3 (линия 2) монослоя, и зависимоть КЛ (линия 3) для КПСР с толщиной ямы в 3 монослоя (а); максимальная концентрация дырок полученная с использованием сверхрешеток в зависимости от среднего состава (b).



Рис. 2а. Спектры электролюминесценции 4-х СД при малой плотности тока (RT, CW).



(a)

Рис. За. Вольт-амперная характеристика p-i-n ФД в темноте и при освещении.



Рис. 2b. Интенсивность люминесценции при различных токах.



(b) Рис. 3b. Спектральная чуствительность ФД с отсечкой в 247 нм.

ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНЫЙ РОСТ ПЛОТНОСТИ ЗАРОДЫШЕЙ GaN HA AIN В УСЛОВИЯХ АММИАЧНОЙ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ

<u>А.Ю. Никитин¹*, В.Г. Мансуров¹, Ю.Г Галицын¹, К.С. Журавлев¹, Р. Tronc²</u>

¹Институт физики полупроводников СО РАН. Пр. ак. Лаврентьева 13, 630090,Новосибирск, тел. +7(383)3306945, e-mail: anikitin@thermo.isp.nsc.ru;

² Laboratoire d'Optique Physique, Ecole Supérieure de Physique et Chimie Industrielles, 10 rue Vauquelin, 75005 Paris, France

Работа посвящена изучению кинетики образования 3-мерных гетероэпитаксиальных зародышей GaN на поверхности (0001)AIN в процессе молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Экспериментально обнаружен эффект экспоненциального роста плотности зародышей при изучении эволюции дифракционной картины (ДК), полученной при отражении быстрых электронов от растущей поверхности. Эксперимент проводился в установке CBE-32 фирмы Riber с твердотельными источниками Ga и Al, и газового источника NH₃, как поставщика активного азота. Основным инструментом изучения зародышеобразования была комплексная система регистрации и анализа ДК, позволяющая анализировать интенсивность, ширину и форму дифракционных рефлексов, а так же эволюцию этих параметров во времени.

На рис.1 представлены временные зависимости роста интенсивности трансмиссионного Брэгговского рефлекса (интенсивность в логарифмическом масштабе). Данная интенсивность определяется плотностью 3-мерных объектов (N_{3D}), то есть островков GaN на поверхности AlN. Из рисунка видно, что на протяжении достаточно большого времени (до десятков монослоев GaN) кинетика зародышеобразования $N_{3D}(t)$ имеет экспоненциальный характер, т.е. скорость образования пропорциональна плотности GaN островков $dN_{3D}/dt = k N_{3D}$.



Рис.1. Зависимость плотности 3-мерных зародышей GaN на поверхности AlN N_{3D} от времени при различных температурах ростовой поверхности *Tsub* Скорость роста $V_{GaN} = 1,3$ монослоя/с

Скорость роста 3D зародышей уменьшается с увеличением температуры. Эффективная энергия активации данного процесса равна 0.76 эВ и 0.71 эВ для потоков Ga 1.2 монослой/с и 0.5 монослой/с соответственно (рис. 2a). Также экспериментально обнаружено, что коэффициент k зависит от потока Ga (J) как степенная функция: *k*~J^a, где α=0.87±0,07 (рис.2b).

Для объяснения аномальной температурной зависимости можно предположить, что рост концентрации 3D островков определяется концентрацией 2D островков. Концентрацию 2D островков, зависящую от соотношения потока и диффузии, в свою очередь можно выразить в виде [1].

$$n \sim \left(\frac{J}{D}\right)^{1/1+2} \exp\left(\frac{E(i)}{(i+2)k_bT}\right)$$

где *n* – концентрация 2D зародышей GaN, *J* – поток Ga на поверхность, *D* – коэффициент поверхностной диффузии, *i* – размер критического зародыша, *E(i)* – энергия образования критического зародыша [2].

При достижении некоторой критической концентрации 2D островков система стремится образовать 3D зародыш, что связано с необходимостью минимизации энергии путем уменьшения упругих напряжений. Из теории соразмерно-несоразмерных фазовых переходов известно [3], что упругая энергия минимизируется путем образования ненапряженных доменов и сильно напряженных границ между ними. Если рассматривать островки GaN как «носителей» напряжений, то очевидно что при их большей плотности (и меньших размерах соответственно) упругая энергия будет меньше.



Рис.2. а) Температурная зависимость скорости 3D зародышеобразования при потоках Ga 1.2 и 0.5 монослой/с. b) зависимость скорости 3D зародышеобразования от потока Ga на поверхность при ростовой температуре 540° С.

Дальнейшее понижение энергии происходит за счет создания 3D островков. Если понижение этой энергии от количества островков считать линейным от времени, то рост плотности островков будет иметь экспоненциальный характер, что и наблюдается в эксперименте.

[1] C. Ratch, P. Smilauer, A. Zangwill and D.D. Vedensky, Surf. Sci. 329, L599 (1995)
[2] V.G. Mansurov, Yu.G. Galitsyn, A.Yu. Nikitin, K.S. Zhuravlev, and Ph. Vennegues, Phys. stat. sol. (c) 3, No. 6, 1548–1551 (2006)
[3] Э. Зенгуил, Физика поверхности (Москва, Мир 1990) с. 320

[4] B. Daudin., C. Adelmann, N. Gogneau, E. Sarigiannidou, E. Monroy, F. Fossard, J.L. Rouviere, Physica E 21 (2004) 540 – 545

EXPONENTIAL KINETICS OF 3-DIMENTIONAL GaN NUCLEATION ON (0001) AIN SURFACE BY AMMONIA MOLECULAR BEAM EPITAXY

<u>A.Yu.Nikitin¹*</u>, V.G. Mansurov¹, Yu.G. Galitsyn¹, K.S. Zhuravlev¹, P. Tronc²

¹Institute of Semiconductor Physics SB RAS, Lavrentev av., 630090 Novosibirsk, Russia phone. +7(383)33069450, e-mail: <u>anikitin@thermo.isp.nsc.ru;</u>

² Laboratoire d'Optique Physique, Ecole Supérieure de Physique et Chimie Industrielles, 10 rue Vauquelin, 75005 Paris, France

At the present work 3D nucleation kinetics of GaN on (0001)AlN was experimentally studied. The initial stages of the GaN growth on the flat AlN surface were monitored by a real-time reflection high-energy electron diffraction (RHEED) technique. Exponential 3D-nucleation kinetics of GaN was experimentally revealed, i.e. the 3D nucleation rate (dN/dt) is proportional density of 3D islands N (dN/dt=kN). The 3D nucleation rate of GaN is decreased with increasing of substrate temperature with effective activation energy of about 0.75 eV. The coefficient k depends on Ga-flux (J) as power law: k is proportional J^{α}, where α =0.87. Experimental results are discussed in the frame of scaling equation for the islands density. It was supposed, un the system GaN/AlN the significant elastic energy is generated because of the lattice mismatch of GaN and AlN. As well known the 3D islands formation result in elastic energy relaxation. Elastic energy gain is proportional to number of 3D islands hence the rate of 2D- 3D transition obey to exponential law.

ПОЛУЧЕНИЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР GaN/InGaN МЕТОДОМ АММИАЧНОЙ МЛЭ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ «СМАЧИВАЮЩЕГО» СЛОЯ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ИНДИЯ

А.Н. Алексеев, А.Э. Бырназ, Д.М. Красовицкий, М.В. Павленко, <u>С.И. Петров</u>*,

Ю.В. Погорельский, И.А. Соколов, М.А. Соколов, М.В. Степанов, А.П. Шкурко, В.П. Чалый.

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

В настоящее время на основе нитридов металлов III группы промышленно производятся синие и зеленые светодиоды, которые находят применение в полноцветных дисплеях, светофорах, индикаторных и других приборах. Созданы синие лазеры, использование которых в устройствах хранения информации позволяет значительно увеличить плотность записи, однако стоимость подобных устройств пока достаточно высока. Активно развивается направление по созданию белых источников света с низким энергопотреблением на основе ультрафиолетовых светодиодов, покрытых люминофором. В таких светоизлучающих приборах в активной области находится один или несколько квантовых слоев InGaN с различным содержанием In, расположенных в обкладках широкозонных материалов GaN и AlGaN. Гетероструктуры для массового производства светоизлучающих приборов выращиваются в основном методом МОГФЭ. Это обусловлено меньшей, по сравнению со слоями, получаемыми МЛЭ, плотностью дислокаций, являющихся центрами безызлучательной рекомбинации и значительно уменьшающими квантовый выход. Типичная выходная мошность оптического излучения светодиодов на основе нитридов металлов третьей группы, выращенных методом МОГФЭ, составляет несколько mW при токе 20 mA, что соответствует внешнему квантовому выходу 5-10 %. При этом мощность излучения уменьшается при увеличении длины волны, так как слои с большим содержанием In имеют более низкое качество [1]. Выходные мощности светодиодов, выращенных МЛЭ на сапфире, не превышают 0.1 mW [2,3]. С этой точки зрения МЛЭ с использованием аммиака в качестве источника азота более перспективна в сравнении с плазменной МЛЭ, поскольку позволяет задать более высокие отношения V/III и более высокие температуры роста. С другой стороны, на структурах, выращенных МЛЭ на "темплитах" GaN, полученных методом МОГФЭ, изготовлены светодиоды с выходной мощностью около 1 mW при токе 20 mA и внешним квантовым выходом 1,5 % [4]. Сообщается также об изготовлении светодиодов с выходной мощностью 3,75 mW при токе 20 mA и синих лазеров на структурах, выращенных МЛЭ с аммиаком на низкодислокационных "темплитах" [5], что демонстрирует потенциальные возможности данного метода и делает его конкурентоспособным при получении сложных лазерных гетероструктур.

В настоящей работе слои InGaN и GaN были выращены на сапфировых подложках на установке STE3N2 (Semiteq), специализированной для аммиачной молекулярно-лучевой эпитаксии нитридов III группы. Вследствие летучести металлического In и низкой термической устойчивости InN, обычно ростовые температуры InGaN гораздо ниже по сравнению с температурами роста GaN. Проведение процесса в высоком вакууме и существенно меньшие, по сравнению с МОГФЭ, значения достижимых соотношений V/III в МЛЭ приводят к еще более резким температурным ограничениям вхождения индия в InGaN. Для увеличения содержания индия необходимо поддерживать достаточно высокие соотношения потоков In/Ga. Однако, выше некоторого критического значения потока In при выращиваниии InGaN происходит образование жидких капель индия на ростовой поверхности и срыв роста. Поэтому, прежде всего, были определены критические потоки In, приводящие к каплеобразованию при выращивании слоев InGaN на GaN. Установлено, что зависимость экспоненциальна и определяется усиливающейся десорбцией индия с поверхности растущего слоя при повышении температуры роста (рис. 1а). Однако, выращивание слоев InGaN на GaN даже при максимально возможном не приводящем к каплеобразованию потоке индия (90-95 % от критического) приводит к тому, что профиль распределения индия, по данным оже-спектроскопии. в слоях InGaN растянут. Для частичной или полной релаксации напряжений на гетерогранице GaN/InGaN требуется некоторая критическая толщина слоя InGaN (приблизительно 100-150 нм). После этого, вхождение индия увеличивается и достигает предельных значений для данных температуры подложки и потока аммиака. Для получения резких гетерограниц и увеличения содержания индия в тонких слоях InGaN необходимо наличие на поверхности GaN перед ростом InGaN так называемого "смачивающего" слоя металлического индия (рис. 1b).

ЗАО «Светлана- РОСТ». пр. Энгельса, д. 27, 194156, Санкт-Петербург,



Рис.1. Характерные потоки индия в зависимости от температуры подложки (а); профиль распределения индия в слоях InGaN, выращенных на GaN с использованием различных методик (b).

При "обычном" росте слоев InGaN из-за более слабой по сравнению с GaN связи в InN, а также механических напряжений часть индия не встраивается в растущий слой и выходит из твердой фазы на поверхность, а слой InGaN обедняется по индию. Таким образом, образуется сегрегационный слой металлического индия на поверхности, толщина которого увеличивается в течение времени. Увеличение толщины сегрегационного слоя препятствует выходу индия, что приводит к увеличению его содержания в InGaN. При использовании "смачивающего" слоя он играет роль сегрегационного, то есть слой индия необходимой толщины искусственно создается на поверхности до начала роста, что приводит к образованию резкой гетерограницы.

Установлено, что при увеличении температуры подложки от 580°С до 630°С концентрация индия в тонких (20 нм) слоях InGaN, выращенных с использованием «смачивающего» слоя уменьшается от 15 % до 11 %, положение пика краевой люминесценции при 77 К сдвигается от 2,75 до 2,88 эВ, соответственно, при увеличении интенсивности фотолюминесценции почти на порядок. Дальнейшее увеличение температуры роста до 680°С не так критично влияет на увеличение интенсивности фотолюминесценции, но при этом происходит уменьшение содержания индия до 3 %, а положение пика сдвигается до 3,17 эВ. В спектре фотолюминесценции слоя InGaN (20 нм), выращенного при 650°С на слое GaN при комнатной температуре доминирует пик с максимумом при 2,9 эВ. Таким образом, установлены базовые условия роста слоев InGaN, пригодных для активной области светоизлучающих приборов синей области спектра.

- [1] S. Nakamura. Sol.St.Comm., 102 (2), 237 (1997)
- [2] N. Grandjean et al. Appl. Phys. Lett., 74, 3616 (1999)
- [3] F.B. Naranjo et al. Appl. Phys. Lett., 82, 2198 (2002)
- [4] P. Waltereit et al. Appl. Phys. Lett., 84 (15), 2748 (2004)
- [5] http://www.sle.sharp.co.uk/research/advanced optoelectronics/blue led and ld.php

GROWTH OF GaN/InGaN HETEROSTRUCTURES BY AMMONIA MBE USING METAL INDIUM "WETTING" LAYER

A.N.Alexeev, A.E.Byrnaz, D.M.Krasovitsky*, M.V.Pavlenko, <u>S.I.Petrov</u>*, Yu.V.Pogorelsky, I.A.Sokolov, M.A.Sokolov, M.V.Stepanov, A.P.Shkurko, V.P.Chaly

> JSC «Svetlana-Rost», p/o box 29, 194156, St. Petersburg, phone. +7(812)7021308, e-mail: support@semiteq.ru;

Using of the developed growth method by ammonia MBE of InGaN on GaN layers with using of "wetting" indium metal layer allows to grow sharp heterosructure GaN/InGaN and increase indium content in "thin" InGaN layers on GaN. Basic growth conditions of InGaN as active layer for light-emitting devices for blue spectral region are founded.

НАНОКРИСТАЛЫ И НАНОТОЛЩИННЫЕ ПЛЕНКИ AIN: CVD СИНТЕЗ ИЗ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ, СТРУКТУРА И ПРИМЕНЕНИЕ

Б.В.Спицын¹, И.М.Котина², А.В.Манчуковский¹, А.Н.Блаут-Блачев¹, В.П.Стоян¹, В.В.Матвеев¹

¹ИФХЭ им. А.Н.Фрумкина РАН, Ленинский пр. 31, 119991 Москва, тел. +7(495)9554475,

e-mail spitsyn@phyche.ac.ru

²ПИЯФ им. Б.П.Константинова РАН, 188300 Орлова роща Гатчина, Ленинградская обл.

В настоящей работе нами были получены CVD-методом нанокристаллы AlN, а также нанотолщинные плёнки AlN – методом ВЧ магнетронного реактивного распыления.

Метод CVD (chemical vapor deposition) имеет ряд специфических преимуществ. Весьма существенна возможность рассчитать, а затем и устанавливать действующее пересыщение при протекании гетерогенной реакции выделения из исходной газовой фазы – кристаллической, с образованием пленок и нанокристаллов AIN по брутто-реакции:

$$NH4AlHal4(\Gamma) = AlN(\kappa p) + 4HHal(\Gamma)$$

(1).

проводимой в реакторе с горячей стенкой [1] в широкой области температур кристаллизации (800-1400 К) и составов газовой среды.

Термодинамические расчеты проводились по программе Fact Sage 5.0. Согласно её базе данных энергия Гиббса реакции (1) в интервале 800 - 1400 К отрицательна и убывает с ростом температуры, что указывает на термодинамическую возможность протекания реакции в указанном температурном интервале. Кроме того было установлено действующее пересыщение при термическом разложении монопрекурсора по реакции (1). При 1200 К и 1 атм для соотношений компонентов газовой фазы: NH₃:AlBr₃:HBr = 1:1:1 и NH₃:AlBr₃:HBr = 100:1:1 термодинамическое пересыщение составило 70 кДж•моль⁻¹ и 160 кДж•моль⁻¹, соответственно. Этим обусловлено существенное повышение линейной скорости роста пленки AlN в среде избытка аммиака $O_{2} = 000^{\circ}$ С (Рис. 1). пленки AlN в среде избытка аммиака Однако при температуры и большого избытка обнаружены наночастицы AlN. Очевидно в условиях высокой температуры и большого избытка одного и компонентов реакции т пересыщение столь велико, что наряду с ростом пленок AlN происходит спонтанное образование частиц AlN в газовой фазе, которые, не успев связаться с подложкой, уносятся газом носителем из зоны кристаллизации.



Рис. 1. Зависимость скорости роста пленок AlN Рис. 2. Спектры α частиц ²² лля газов-носителей Ar и NH₃ MeV). ²³⁸Pu(5.5 MeV), при

Рис. 2. Спектры α частиц ²³³U(4.8 MeV), ²³⁹Pu (5.15 MeV), ²³⁸Pu(5.5 MeV), при V=70 B, образец 940

Их улавливание осуществлялось на выходе из зоны кристаллизации при помощи медной сетки, на которой располагалась тончайшая пленка из аморфного углерода. Согласно исследованиям в просвечивающем электронном микроскопе частицы (размером 5-40 нм) имеют глобулярную форму, из-за преобладания диффузионного механизма их роста. Дифракцией быстрых электронов на наночастицах AlN установлено наличие единственной кристаллической фазы – вюрцитного AlN. В целом этот раздел работы показал перспективность метода химической кристаллизации в галогенид-гидридной системе и избранных экспериментальных подходов при проведении процессов синтеза пленок AlN и, в особенности, значительный, пока не используемый, потенциал гетероэпитаксиальной пары нитрид алюминия – кремний. По-видимому в избранном направлении могут быть в ближайшем будущем получены как новые результаты фундаментального характера, так и результаты, полезные для микро-, опто- и акустоэлектроники.

В настоящей работе проведены также исследования кремниевых МДП структур на основе высокоомного Si с нанотолщинным туннельным диэлектриком из нитрида алюминия, полученного методом ВЧ магнетронного реактивного распыления. Подобные структуры являются интересной альтернативой структурам на основе низкоомного Si с туннельным диэлектриком из SiO₂. Для создания структур использовался бездислокационный р-кремний с удельным сопротивлением 2-5 кОм•см и временем жизни 500 мкс. Барьерным и омическим контактами служили соответственно алюминий и палладий, напыляемые в вакууме. Измерялись вольт-амперные, вольт-емкостные и спектрометрические характеристики созданных МДП структур.

Установлено, что даже при отсутствии внешнего приложенного напряжения во всех структурах под пленкой нитрида алюминия в кристаллическом кремнии существует инверсионный слой. При этом, однако, зависимость 1/C² от V имела линейный характер , а величина наклона прямой соответствовала сопротивлению подложки. Эти факты свидетельствуют о том, что емкость инверсионного слоя много больше емкости слоя объемного заряда. Прямые вольт-амперные характеристики структур в области 0.05-0.2 V могли быть аппроксимированы линейной зависимостью. Можно предположить, что при таких напряжениях уровень Ферми в металле находится ниже дна зоны проводимости в кристаллическом кремнии, и поэтому ток через структуру определяется процессами надбарьерной эмиссии основных носителей (дырок) из полупроводника в металл. Зависимость прямого тока от напряжения в области 0.4-1 V имела четкий квалратичный характер. Повидимому в этой области напряжений основным механизмом тока является туннелирование электронов из металла в полупроводник. На основании результатов, полученных из прямых в-а характеристик, можно сделать предположение, что высота барьера на границе нитрида алюминия и кристаллического высокоомного p-Si для дырок меньше, чем для электронов. Обратный ток исследованных структур определялся неосновными носителями и его величина при напряжении 70 V лежала в области значений Имерение спектров 5 MeV α-частиц показало,что в структурах с толщиной AIN ~ 30Å значительная доля генерированных носителей собирается даже при отсутствии обратного смещения на структуре. Последнее говорит о высоком качестве границы раздела полупроводник --нитрид алюминия и достаточном коэффициенте прозрачности диэлектрика. С увеличением обратного смещения (Рис. 2) энергетическое разрешение улучшается. В случае пленок с толщиной ~ 30Å величина энергетического разрешения была максимальна в области обратных смещений 70 - 100V и на линии 5.48 MeV лежала в области значений 40-55, кеV. Это достаточно хорошее разрешение для приборов с площадью 78.5мм². Характерным для исследованных структур оказалось улучшение их вольт-амперных и спектрометрических характеристик со временем.

Проведенные исследования показали, что использование нанотолщинных пленок нитрида алюминия, полученных с помощью реактивного магнетронного распыления, дает возможность создать стабильные туннельные МДП структуры на высокоомном p-кремнии с электрофизическими характеристиками, обеспечивающими эффективное их применение в производстве детекторов ядерных излучений.

 K.Yu.Chernykh, A.V.Manchukovsky, et al. 16-th Europ.Conf. on Diamond, Diamond-Like Materials, Carbon Nanotubes, and Nitrides (11-16 Sept. 2005, Toulouse, France) Abstract Book, Abstr. 15.11.11.
I.C.Oliveira, M.Massi, S.G.Santas, C.Otani, H.S.Maciel, R.D.Mansano. Diamond Relat. Mater. 10, 1317 (2001).

AIN NANOCRYSTALS AND NANOTHICKNESS FILMS: SYNTHESIS FROM VAPOR PHASE, STRUCTURE AND APPLICATIONS

B.V.Spitsyn1, I.M.Kotina2 A.V.Manchukovsky1, V.P.Stoyan1, , V.V.Matveev1 1-A.N.Frumkin Institute of Physical Chemistry and Electrochemistry RAS, 31 Leninsky pr. `119991 Moscow, <u>spitsyn@phyche.ac.ru</u>

2-St.Petersburg Instutute of Nuclear Physics RAS, Orlova rossha, 188300 Gatchina, Leningradsky reg

By the vapor thermolysis of monoprecursor, NH₄AlBr₄, in mixture with different gas-carrier (Ar, NH₃) fine crystalline AlN films on (111)Si and nanocrystals (5 to 20 nm) of AlN were synthesized. Thermodynamic calculation provide quantitatively estimation of actual supersaturation in course of the CVD process. By the growth of AlN films in NH₃:AlBr₃:HBr:Ar = 1:1:1:100 system and AlN nanocrystals in NH₃:AlBr₃:HBr = 100:1:1 system thermodynamic supersaturations are equal to -70 kJ/mole and -160 kJ/mole, respectively. AlN nanocrystal size amounted 5 to 20 nm. Deposited by RF-magnetron reactive sputtering nanothickness barrier AlN films provide new generation of Si-based detectors for the MeV energies measurements with (40-55) keV resolution.

ЗАРАЩИВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ДЕФЕКТОВ В ПЛЕНКАХ GaN МЕТОДОМ МНОГОРАЗОВОГО ИОННО-ЛУЧЕВОГО ОСАЖДЕНИЯ-ПЕРЕОСАЖДЕНИЯ НАНОРАЗМЕРНОГО ОКСИДНОГО СЛОЯ

<u>А.В. Беспалов¹</u>, А.И. Стогний²*, Н.Н. Новицкий², А.С. Шуленков³

¹Московский государственный институт радиоэлектроники, электроники автоматики (ТУ) ²ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению», ул. П.Бровки 19, 220072, г. Минск, тел. +375(17)284–13–06, e-mail: stognij@ifttp.bas-net.by ³УП Минский НИИ радиоматериалов, ул. Кижеватова 86, 220024 г. Минск.

Предложена методика заращивания мелких ростовых дефектов с характерным размером менее 100 нм на поверхности пленок GaN, основанная на последовательном осаждении плёнок BeO толщиной менее 50 нм (путём распыления мишени бериллия ионами кислорода) и последующего их распыления с поверхности GaN пучком ионов кислорода с энергией менее 600 эВ и плотностью тока пучка 0,1 мА/см². Причём указанная процедура повторяется 2–3 раза. Скорость осаждении планаризующего слоя BeO составляла 1 нм/мин, а удаления – более 2 нм/мин. Рабочее давлении кислорода менее 2×10^4 Top.

Методами атомно-силовой микроскопии в сочетании с послойным ионным травлением, растровой электронной микроскопии, снабжённой травлением фокусированным ионным лучом (FIBE), анализа спектров фотолюминесценции и вольт–амперных характеристик, полученных по зондовой методике, показано, что механизм залечивания обусловлен преимущественным заполнением впадин рельефа поверхности более чем в 2 раза и преимущественным удалением оксидного слоя с плоских участков поверхности более, чем в 1,2 раза с одновременным выдерживанием режимов бездефектного распыления обнажённых участков поверхности GaN [1].

В качестве обрабатываемых образцов использовались p-слои GaN, выращенные методами MOCVD GaN гетероструктур на кремнии и сапфире на реакторах фирмы AIXTRON.

Показано, что технологическими операциями нанесения и ионного травления плёнок BeO на GaN гетероструктуры возможно залечивание дефектов и планаризация поверхности без существенного увеличения концентрации центров безызлучательной рекомбинации.

Обсуждаются подходы по нейтрализации влияния проколов и крупных ростовых дефектов в плёнке GaN, простирающихся от подложки и п-слоя вплоть до поверхности, на процессы металлизации р-слоя (устранение эффектов закороток и отслоения).

На рисунках показано качественное изменение морфологии поверхности анализируемых образцов в направлении её планаризации и обусловленное этим более, чем 7-ми кратное увеличение интенсивности фотолюминесценции, одновременно с уменьшением дисперсии.



РЭМ-фото исходной поверхности GaN на кремнии (площадки в центре сформированы FIBE)



РЭМ-фото поверхности GaN на кремнии после трёхкратного распыления-осаждения планаризирующего слоя BeO толщиной 50 нм (колодец в центре сформирован FIBE)



Спектры ФЛ образцов при температуре T = 290 К и возбуждении излучением гелий-кадмиевого лазера $\lambda_{\text{воз6}}$ = 325 нм, $I_{\text{воз6}} \sim 2$ BT/см²

[1] А.И. Стогний, Н.Н. Новицкий, О.М. Стукалов Письма в ЖТФ. 28(1), 39 (2002).

MULTISTEP SURFACE DEFECT-OVERGROWTH PROCEDURE WITH ION-BEAM DEPOSITION–REDEPOSITION OF OXIDE NANOSIZE LAYER FOR GaN FILMS

<u>A.V.Bespalov</u>¹, A.I. Stognij²*, N.N. Novitski², A.S. Shulenkov³ ¹MIREA.

²SSPA «Scientific-Practical Materials Research Centre of NAS of Belarus», Brovki str. 19, 220072 Minsk tel. +375(17)284–13–06, e-mail: stognij@ifttp.bas-net.by

³Unitary Enterprise «Minsk Research Institute of Radiomaterials», Kizhevatova str. 86, 220024 Minsk.

The method of overgrowth of surface defects (less than 100 nm) of GaN films by means of successive depositing of BeO films of thickness less than 50 nm and sputtering them by oxygen ions with double-triple repetition of this procedure have been determined.

The mechanism of preferentional filling of relief surface cavities by deposited oxide layer (more than twice) and nondefect removing of this layer by ion sputtering from plane regions of GaN film surface has been discussed on the base of results obtained by AFM (with layer by layer etching), SEM together with FIBE, PL-spectroscopy and Volt-Ampere probing at room temperature.

LARGE AREA AIN/SIC TEMPLATE SUBSTRATES

V.Soukhoveev, A. Volkova, V. Ivantsov, O. Kovalenkov, A. Syrkin, <u>A. Usikov</u>*

Technologies and Devices International an Oxford Instruments Company, 12214 Plum Orchard Dr., Silver Spring, MD 20904, USA, *e-mail: AUsikov@tdii.com

Hydride vapor phase epitaxy (HVPE) is well known as fast deposition method to produce low-defect GaN layers and substrate materials. It was also demonstrated that HVPE technology is able to deposit thick AlN epitaxial layers on 2-inch sapphire and conductive silicon carbide (SiC) substrates. [1]. The AlN/SiC templates were used as semi-insulating substrates for GaN-based HEMT structures growth and devices fabrication [2]. But it is still a demand to use large area substrates (3-inch, 100-mm substrates now and 6-inch substrates in the future) for production of high power electronic devices. In this paper, we spread the HVPE abilities to new fields including up to 23 μ m thick crack-free AlN layers growth on 3-inch and 100-mm SiC substrates.

The AlN layers were grown on the (0001) 6H-SiC substrates at a temperature of 1000-1100 C with growth rate up to 0.4-0.5 μ m/min that is typical for the HVPE process. The crack-free 3-inch and 100-mm AlN/SiC wafers were fabricated utilizing stress-control HVPE [2]. This technique includes combination of the gas flow pattern, growth temperature and the reactor design to manage strain and grow crack-free layers. A wafer bow was measured as a difference in tip position in the wafer center and at the wafer edge and was in the range from -20 μ m (concave shape) to +60 μ m (convex shape) depending on growth conditions.

For 12-14 μ m thick AlN layers grown on double-side polished 3-inch SiC substrates, X-ray ω -scan rocking curve full width at half maximum (FWHM) was 450-500 arc sec and 700-820 arc sec measured for the (00.2) and the (10.2) AlN reflections, respectively. The FWHM numbers do not change significantly with layer thickness. For 21-23 μ m thick 100-mm AlN/SiC wafers, the X-ray rocking curve FWHM was ranged from 200 to 300 arc sec and from 600 to 800 arc sec for the (00.2) and the (10.2) AlN reflections, respectively as shown in Fig.1.

Figure 2 shows the correlation between temperature and resistivity of 3-inch SiC substrates. Bow of the AlN/SiC wafers was \pm 8 μ m in these experiments. Under the same growth conditions, temperature of AlN/SiC wafer during the epitaxial run has a tendency to be higher as the resistivity of SiC substrate became lower.

The hexagonal shape hillocks are observed on the surface of thick AlN/SiC wafers. Thick enough AlN layer allowed implementation of a polishing procedure. The polishing procedure removes several microns from the surface resulted in featureless surface morphology. It was observed that polishing procedure influenced X-ray parameters measured before and after the polishing. Figure 3 shows that the rocking curve width becomes wider measured for the (10.2) reflection and remains the same for the (00.2) reflection.

Part of this work was supported by DARPA.

- Thick AlN layers grown by HVPE. O. Kovalenkov, V. Soukhoveev, V. Ivantsov, A. Usikov, V. Dmitriev, J. Cryst. Growth, 281, pp.87-92 (2005).
- [2] TDI cracks AlN template trouble. V. Dmitriev, A. Usikov Compound Semiconductor 10 (2006) 25.



7 6 Temperature (a.u.) 5 4 3 2 1 0.1 0.12 0.08 0.14 0.16 Resistivity (Q cm)

Fig. 1. The FWHM values of X-ray -scan rocking curves measured for AlN layers grown on 100-mm SiC substrates. Circles are data for the (00.2) AlN reflex. Triangles are data for (10.2) AlN reflex

Fig. 2: Correlation between temperature of 3-inch AlN/SiC wafer during the epitaxial run and resistivity of SiC substrates. Bow of the AlN/SiC wafers was $\pm 8 \mu m$ in these experiments. Under the same growth conditions, temperature of SiC substrate has a tendency to be higher when resistivity of SiC substrate becomes lower



Fig.3 X-ray rocking curves width FWHM measured before and after polishing procedure of 100-mm AlN/SiC wafers. Dashed line indicates equal values. The FWHM values measured for the (10.2) AlN reflection (to the right); The FWHM values measured for the (00.2) AlN reflection (to the left)

КВАЗИПОДЛОЖКИ AIN/SiC БОЛЬШОЙ ПЛОЩАДИ

В. Суховеев, А. Волкова, В. Иванцов, О. Коваленков, А. Циркин, <u>А. Усиков</u>^{*} Technologies and Devices International an Oxford Instruments Company, 12214 Plum Orchard Dr., Silver Spring, MD 20904, USA, **e-mail: AUsikov@tdii.com*

В работе представлены результаты роста слоев AlN на подложках (0001) 6H-SiC. Слои толщиной до 23 мкм выращивались при температурах 1000-1100°С со скоростью роста 0.4-0.5 мкм/мин. Получены квазиподложки AlN/SiC диаметром 3 дюйма и 100 мм не имющие трещин. Приводятся данные структурных и электрофизических исследований выращенных слоев.

PROPERTIES OF VERTICALLY ALIGNED AIN NANONEEDLES GROWN BY HVPE METHOD

D.V. Tsvetkov¹, A.V. Davydov¹, I. Levin¹, A. Motayed¹, J. Melngailis².

¹National Institute of Standards and Technology. 100 Bureau Dr. Stop 8554, Gaithersburg, MD 20899 phone. +1(301) 975-5766, e-mail: denis.tsvetkov@nist.gov; ² University of Maryland/IREAP. 223 Paint Branch Drive, College Park;

The numerous important applications of the group-III nitrides, including InN, GaN, AlN and their alloys have attracted significant research interest over the last decade [1]. Among them, AlN has the highest bandgap of 6.2 eV and a large excitonic binding energy [2]. Potential applications in SAW devices [3] and UV sensors [4] have already been demonstrated. Recently, one-dimensional (1D) nanostructures have attracted intense research interest because of their unique physical properties and potential applications as building blocks in nanoscale electronics [5]. In particular, application of AlN nanowires for field-emission devices has been suggested, because reported values of the electron affinity of AlN are rather small (~0.6 eV) or even negative. In this study we report on the growth of AlN nanoneedles by HVPE method using VS (vapor-solid) growth mechanism. No catalysts were used in this work. We utilized horizontal HVPE machine equipped with 4-zone resistive heating furnace, which provides independent temperature control in the source and growth zones. Quartz reactor consists of the upstream zone with group III metals as precursors and separate channel for ammonia as group V precursor. Nitrogen was used as a carrier gas. The growth temperature and the pressure were set at 700° C and 450 Torr, respectively. Silicon (111) and 6H-SiC (0001) wafers (18x18 mm²) were used as substrate material. Before the actual growth has been started, growth system was loaded with substrates and then pumped down and purged with nitrogen. Then substrates were transported into the growth zone and the growth of nanneedles was initiated by passing HCl gas over Al metal source to transport aluminum chloride gaseous species into the growth zone by N_2 carrier gas. Ammonia was delivered to the growth zone simultaneously through the separate channel. Ammonia and aluminum chlorides were mixed in the growth zone to form AIN single crystal nanoneedles. The nanoneedles were typically 3-10 µm in length (with growth time ranging from 15 min to 60 min) and 200 to 300 nm in diameter in non-tapered regions and with sharp tip around 10 nm. Figure 1a depicts SEM cross-section image of AlN nanowires grown on 6H-SiC substrate for 60 min. Close inspection revealed that the nanoneedles exhibit hexagonal cross sections (Fig. 1b) and layer-stacked structure perpendicular to the growth direction. The structure of the nanowires could be described as the layer-by-layer stacking of hexagonal platelets with gradually shrinking size along the [0001] direction. Electron diffraction in a transmission electron microscope (TEM) confirmed the nanoneedles to be AIN single crystals with the needle axes parallel to the [0001] direction. TEM imaging revealed a moderate number density of stacking faults residing on the (0001) planes perpendicular to the growth direction (Fig. 2).



Fig.1. Cross section SEM image of the AlN nanoneedle tips (a); Plan-view SEM image (tips are intentionally broken to reveal hexagonal cross section of nanoneedles) (b)



Fig. 2. Dark-field images of the AlN nanowires (top fragments) grown on 4H-SiC (a) and Si (scale bar is 100 nm) (b). NW growth direction is [0001]. Occasional planar defects are indicated by arrows.

- [1] S. Nakamura, G. Fasol, The Blue Laser Diode, Springer-Verlag, New York 1997
- [2] F. Davis, Proc. IEEE 1991, 79, 702
- [3] Y. Takagaki, P.V. Santos, E. Wiebicke, O. Brandt, H.P. Schonherr, K.H. Ploog, Phys. Rev. B 2002, 66, 155 439
- [4] L. Trinkler, L. Botter-Jensen, B. Berzina, Radiat. Prot. Dosim. 2002, 100, 313.
- [5] Zhang, Y.J.; Liu, J.; He, R.R. et al. Chem. Mater. 2001, 13, 3899-3905

СВОЙСТВА ВЕРТИКАЛЬНО ОРИЕНТИРОВАННЫХ ОДНОМЕРНЫХ AIN НАНОСТРУКТУР, ВЫРАЩЕННЫХ В ХЛОРИД-ГИДРИДНОЙ СИСТЕМЕ

<u>Д.В. Цветков¹, А.В. Давыдов¹, И. Левин, А. Motayed¹ J. Melngailis².</u>

¹National Institute of Standards and Technology. 100 Bureau Dr. Stop 8554, Gaithersburg, MD 20899 тел. +1(301) 975-5766, e-mail: denis.tsvetkov@nist.gov; ²University of Maryland/IREAP. 223 Paint Branch Drive College Park;

В последние два десятилетия материалы на основе нитридов третьей группы привлекли значительный интерес исследователей. Сравнительно недавно такой же интерес стал проявляться и к одномерным квантовым наноструктурам на основе нитридов, благодаря их уникальным физическим свойствам и потенциальной возможности применения в наноэлектронике. В этой работе будут представлены результаты по росту и изучению свойств одномерных AIN нанопроволок. AIN нано-проволоки были выращены в хлорид-гидридной системе с использованием механизма роста «газовая фаза - твердое состояние» без использования катализаторов. Ростовая установка оборудована высокотемпературной печью с резистивным нагревом и состоит из горизонтального кварцевого реактора и многоканальной системой ввода газов для подачи элементов III группы (Ga, Al, In) и NH₃, как источника V группы, в зону роста. Система позволяет проводить рост при пониженном давлении. В качестве подложек использовались кремний ориентации (111) и карбид кремния политипа 6Н размером 18х18 мм². На рисунке 1а представлена фотография, снятая в сканирующем электронном микроскопе с поперечного скола образца с AlN нано-проволоками. вырашенными на подложке 6H-SiC в течение 60 минут. Нано-проволоки с диаметром 200-300 нм имеют заостренные наконечники с размером порядка 10 нм и строго ориентированы в направлении оси с подложки. На рисунке 1b показана фотография, снятая в сканирующем электронном микроскопе по направлению к нормали поверхности образца, из которой видно, что нано-проволоки имеют монокристаллическую вюртцитную структуру, в которой при нормальных условиях кристаллизуются соединения нитридов. Просвечивающая электронная микроскопия показала, что выращенные нано-проволоки имеют низкую плотность дефектов упаковки (Рис. 2 а, б).

ВЛИЯНИЕ ВОДОРОДА НА РОСТ НИТРИДОВ МЕТОДОМ МО ГФЭ

<u>Е.В. Яковлев¹*</u>, Р.А. Талалаев¹, А.С. Сегаль¹, А.В. Лобанова¹,

В.В. Лундин², Е.Е. Заварин², М.А. Синицын², А.Ф. Цацульников², А.Е. Николаев²

¹ООО "Софт-Импакт", а/я 83, 194156, С.-Петербург, тел. +7(812)7031522,

e-mail: Eugene.Yakovlev@str-soft.com;

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

Взаимодействие водорода с поверхностью растущего слоя является одним из ключевых аспектов роста нитридов III-й группы методом МОС-гидридной эпитаксии. В представленной работе данный процесс исследовался экспериментально и посредством моделирования. Серия экспериментов была проведена в одноподложечном реакторе Epiquip VP-50RP, модернизированном для эпитаксиального роста нитридов III-й группы, и многоподложечном реакторе Planetary Reactor[®] AIX2000HT. Для численного анализа использовалась модель взаимодействия водорода с поверхностью нитридов.

Хорошо известно, что влияние водорода существенно при высоких температурах (выше 1000 °C) и выражается в травлении слоя GaN, а также более сложных эффектах, таких как нелинейная зависимость состава твердого раствора Al_xGa_{1-x}N и монотонное возрастание парциальной скорости роста GaN при увеличении расхода алюминиевого прекурсора (см. Рис. 1). Это объясняется постепенным уменьшением скорости травления слоя при увеличении содержания алюминия в нем.

Однако взаимодействие водорода с растущим слоем GaN играет важную роль и при пониженных температурах (900 °C и ниже), когда скорость травления пренебрежимо мала и не влияет на суммарную скорость роста. В соответствии с разработанной моделью, взаимодействие GaN с водород-азотной атмосферой реактора определяется комбинацией двух взаимосвязанных процессов: $GaN(s) + (ads) + 1.5H_2 \leftrightarrow Ga(ads) + NH_2$

$$f(s) + (aas) + 1.5H_2 \leftrightarrow Ga(aas) + N_2$$

$Ga(ads) \leftrightarrow Ga + (ads),$

где (*ads*) обозначает свободное для адсорбции место на поверхности, а *Ga*(*ads*) – адсорбированный атом галлия.

В то время как второе уравнение описывает температурно активированный процесс десорбции галлия, который оказывается важным при высоких температурах и определяет скорость травления, первое уравнение описывает близкое к равновесному взаимодействие «объем кристалла – адсорбционный слой». Именно этот процесс, протекающий в широком диапазоне температур, главным образом определяет покрытие поверхности атомами галлия.

Предсказываемое моделью заметное влияние водорода на рост GaN даже при температурах существенно ниже 1000 °C наблюдалось в целом ряде экспериментов. Использование водорода в качестве несущего газа при росте p-GaN на боковых гранях мезаполосков (side-wall epitaxy) усиливает латеральный рост, в то время как вертикальный рост в направлении (0001) преобладает в азоте [1], как показано на Рис. 2. Этот эффект может быть объяснен накоплением галлия на поверхности и его последующей диффузией между различными плоскостями роста. Сходный механизм лежит в основе другого важного наблюдения: снижение плотности дефектов ріt-типа и улучшение качества поверхности GaN, выращенного при температуре 850 °C, может быть достигнуто, если создать в реакторе условия, усиливающие разложение слоя GaN и способствующие увеличению покрытия поверхности галлием [2].

При оптимизации процесса селективного латерального разращивания нитрида галлия ориентации (11-20) (a-ELOG) было установлено [3], что покрытие поверхности атомами галлия оказывает значительное влияние на анизотропию роста, как показано на Рис. 3.

В заключение можно отметить, что водород оказывает влияние на рост нитридов III-й группы двумя способами: через травление слоя при высоких температурах, а также посредством накопления атомов металлов на поверхности, что происходит не только при высоких, но и при пониженных температурах. Путем подбора состава несущего газа и других параметров процесса можно контролировать такие важные характеристики, как состав растущего слоя, анизотропия роста и качество поверхности.

[1] В.В.Лундин и др., ФТП, 2008, 42, (2), стр. 233 - 238

[2] A.V. Kondratyev et al., Phys. Stat. Sol. (c) 5 (6) (2008) 1691

[3] W.V. Lundin et al., Extended Abstracts of EW-MOVPE XII, (2007) p. 57-60



Рис. 1. Парциальная скорость роста GaN (слева) и содержание состав слоя Al_xGa_{1-x}N в зависимости от расхода TMAl (справа).



Рис. 2. СЭМ фотографии p-GaN, выращенного методом side-wall epitaxy в H₂ (слева) и N₂ (справа).





Рис. 3. Несросшиеся a-GaN ELOG структуры, выращенные в N2 (слева) и H2 (справа).

HYDROGEN EFFECTS IN III-NITRIDE MOVPE

E.V. Yakovlev¹, R.A. Talalaev¹, A.S. Segal¹, A.V. Lobanova¹, W.V. Lundin², E.E. Zavarin², M.A. Sinitsyn², A.F. Tsatsulnikov², A.E. Nikolaev²* ¹Soft-Impact, Ltd., P.O. Box 83, 194156 St.Petersburg, phone +7(812)7031522, e-mail: Eugene.Yakovlev@str-soft.com; ²Ioffe Physico-Technical Institute, 194021 St.Petersburg

Influence of hydrogen on the growth of III-nitride materials by MOVPE is discussed using modeling and experimental study. The main conclusion, coming from the modeling and supported by numerous experimental observations, is that hydrogen affects the growth of III-nitrides in two different ways: via layer etching at elevated temperatures and via surface coverage with metal adatoms, accumulated on the surface due to interaction with hydrogen, in the wide temperature range, including reduced temperatures. By adjusting the carrier gas composition and other growth parameters, one can control such important characteristics as layer composition, growth anisotropies, surface quality, and even material properties (like p-doping level).

ВСТРАИВАНИЕ АІ ПРИ ЛАТЕРАЛЬНОЙ ЭПИТАКСИИ GaN В РЕЖИМЕ УПРАВЛЯЕМОГО ФАСЕТИРОВАНИЯ

<u>Н.Л.Яковлев¹</u>*, Х.Л.Жоу², С.Трипати¹, Х.Л.Сенг¹, С.Д.Чуа¹

¹ Институт Материаловедения, Агенство по Науке, Технологии и Исследованиям,

3 Ресерч Линк, 117602 Сингапур.

Тел: +65-6874-8592, e-mail: niko-y@imre.a-star.edu.sg;

² Факультет Физики, Национальный Университет Сингапура, 2 Саенс Драйв 3, 117542, Сингапур.

В голубых светодиодах многослойные структуры (MCC) AlGaN/GaN служат ключевым элментом, определяющим эффективность электронно-дырочной рекомбинации. В нитриде галлия, выращеном на Al₂O₃ (сапфир), существуют две проблемы влияющие на излучательную способность. Во-первых, это большая плотность дислокаций несоответствия. Возможные решения - рост на подложках с близкими параметрами решетки, таких как SiC или AlN, которые обычно дороже, или рост GaN методом латеральной эпитаксии (ЛЭ). В методе ЛЭ маска инородного материала, обычно SiO₂, наносится на буферный слой GaN, и рост продолжается в окнах маски. Так, GaN, растущий поверх маски имеет меньшую плотность дислокаций, чем буферный слой. Во-вторых, когда ростовая поверхность (0001), плоская деформация, вызванная разностью параметров решетки квантовы ям и барьеров, приводит к наличию пьезо-электрического поля, которое снижает квантовый выход. Электрическое поле может быть уменьшено при росте на неполярных или полуполярных гранях, например (1012) или (1122). Преодолеть обе проблемы помогает методика ЛЭ в режмие управляемого фасетирования (УФ), когда рост начинается с поверхности (0001), а параметры эпитакси подбираются для развития других граней: (1101) или (1122) в окнах маски [1].

В настоящей работе MCC AlGaN/GaN были выращены на подложках сапфира (0001) методом газотранспортной эпитаксии из реагетов Al(CH₃)₃, Ga(CH₃)₃, NH₃ в атмосфере водорода. Маска из SiO₂ толщиной 100 нм была разделена на полоски в направлении <1100>, и GaN в виде призм высотой 5 мкм с гранями (1122) был выращен в режиме ЛЭ УФ, Рис.1. После удаления маски 10 периодов MCC AlGaN/GaN были выращены на всей поверхности. Концентрация Al в барьерах полагалась 10, 20 и 30 атомных %. Просвечивающая электронная микроскопия показала, что толщина всей MCC – 100 нм на грани (1122) и 140 нм на грани (0001).

Для измерения распределения Al в этих стуктурах вторичная ионная масс спектрометрия (ВИМС) является одной из редких методик, дающих нужное разрешеине по глубине и поверхности. Трехмерное распределение Al было получено с помощью время-пролетной BИМС (25 кэВ 69 Ga⁺ для анализа и 1 кэВ Ar⁺ для травления). Распределение интенсивностей Al и 71 Ga по поверхности с разрешением 0.5 мкм показано на Рис.2; интенсивность в каждой точке просуммирована по глубине. Грани (11 2) различимы по характерному шеврону обусловленному неровнстями. Так были получены профили по глубине с разрешением около 1 нм на обеих гранях (11 2) и (0001), На Рис.3 наблюдаются 10 периодов МСС. Концентрация определена с помощью плоского калибровочного образца с 10% Al.

В профилях по поверхности поперек призм на Рис.4 интенсивность просуммирвана по глубине и вдоль полосок. На грани (0001) концетрация Al постоянна, но гранях ($11\overline{2}2$) имеет максимум в вершине и минимум у основания. Средняя концентрация на гранях ($11\overline{2}2$) ниже чем на (0001) при 10% Al, но выше при 30% Al; образец 20% – промежуточный по всем парамаетрам. Неожиданно, что существенное уменьшение коцентрации Al и соответственно уменьшение высоты барьеров наблюдается между гранями ($11\overline{2}2$) и (0001). Это значит, что на промежуточных фасетках (с инексами ($11\overline{2}6$)), которые видны на Рис.1, вероятность включения Al значительно ниже.

По спектрам микро-Рамановского рассеяния, Рис.5, измерена термическая деформация, которая примерно вдвое меньше на гранях ($11\overline{2}2$), чем на плоскости (0001). На спектрах микрофотолюминесценции при комнатной температуре, Рис.6, наблюдается коротковолновый сдвиг излучения МСС по сравнению с объемным GaN. Оценка положений линий с учетом деформации, размерного квантования и эффекта Штарка дает сдвиги близкие к налюдаемым. Измеренная интенсивность люминесценции из граней ($11\overline{2}2$) составляет половину интенсивности с граней (0001). С учетом узкой апертуры спектрометра это значит, что внутренний квантовый выход одинаков на обеих гранях.

[1] Miyake H, Motogaito A and Hiramatsu K, Japan. J. Appl. Phys. 2 38 L1000-2 (1999).



Рис.1. Сканирующая электронная микроскопия. MCC AlGaN/GaN расположены в слое 140 нм под поверхностью.





Рис.5. Спектры Рамановского рассеяния на E_2 фононе в геометрии $z(xx) \overline{z}$. Стрелка указывает положение пика 567.5 см⁻¹ в объемном GaN.



Рис.2. Карта интенсивности вторичных ионов Al и ⁷¹Ga, поле зрения – 50 μm.



Рис.4. Профили концетрации Al по поверхности.



Рис.6. Спектры фотолюминесценции при комнатной температуре. Стрелка уазывает положение пика 3.390 эВ в объемном GaN.

INCORPORATION OF AI IN FACET CONTROLLED EPITAXIAL OVERGROWTH OF Gan

N.L. Yakovlev¹*, H.L.Zhou², S. Tripathy¹, H.L.Seng¹, S.J.Chua¹,

¹ Institute of Materials Research and Engineering, Agency for Science Technology and Research, 3 Research Link, 117602 Singapore.

Tel: +65-6874-8592, e-mail: niko-y@imre.a-star.edu.sg;

² Department of Physics, National University of Singapore, 2 Science Drive 3, 117542, Singapore.

Epitaxial lateral overgrowth of GaN with $(11\bar{2}2)$ facets was realized by metalorganic chemical vapour deposition on GaN/sapphire (0001) substrates with SiO₂ stripe mask. After wet etching of the mask, periodic AlGaN/GaN multiple quantum wells (MQWs) were grown on the whole surface. Cross section transmission electron microscopy showed that the average growth rate on the $(11\bar{2}2)$ facet is lower than on the (0001) plane. The concentration of Al of AlGaN/GaN MQWs was higher on the (0001) facet than on the (11 $\bar{2}2$) surface, as measured by secondary ion mass spectrometry. Considerable decrease of Al content to about a half was found in the corners between (11 $\bar{2}2$) and (0001) facets. Micro-Raman scattering spectroscopy revealed a significant relaxation of compressive stress in the laterally overgrown GaN. Micro-photoluminescence spectra confirmed quantum confinement of electrons in MQWs. The achieved optical quality of MQWs on the (11 $\bar{2}2$) facet is comparable with that on the (0001) plane.

О РОЛИ ВОДОРОДА В ФОРМИРОВАНИИ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ GaN

<u>Е.Е. Заварин</u>¹, В.В. Лундин^{*1}, М.А. Синицын¹, Н.А. Черкашин²А.Ф.Цацульников¹ ¹ Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, ^{*}e-mail: lundin.vpegroup@mail.ioffe.ru ² CEMES/CNRS, 29 rue Jeanne Marvig, 31055, Toulouse, France

При МО ГФЭ GaN водород является активным участником поверхностных химических процессов, определяющих многие особенности эпитаксиального роста [1]. Данная работа посвящена влиянию водорода на начальные стадии роста GaN на сапфировых подложках.

Шире всего в технологии GaN-на-сапфире применяется низкотемпературный зародышевый слой GaN с последующим отжигом в водород-аммиачной атмосфере (в дальнейшем обозначен как 3D-GaN). При использовании этого метода последовательно происходят следующие процессы. При температуре ~500°C на подложку осаждается полуаморфный слой GaN. Затем происходит его отжиг при температурах более 1000°С и кристаллизация с формированием на поверхности подложки кристаллических зародышей GaN, из которых и начинается рост эпитаксиального слоя. Отжиг слоя проходит в водород-аммиачной атмосфере, в которой GaN нестабилен, что приводит к стравливанию большей части заролышевого слоя толшиной ~10-20 нм и способствует процессам переосаждения и миграции материала по поверхности подложки. В результате на поверхности подложки формируется массив зародышей имеющих сравнительно небольшую плотность и размер ~20-50нм. В начале высокотемпературной эпитаксии GaN, рост начинается преимущественно на этих зародышах, приводя к квазитрехмерному росту. Начальные стадии роста также проходят в водород содержащей атмосфере, в результате латеральная скорость роста зародышей больше вертикальной, что приводит к планаризации поверхности при срастании зародышей. Таким образом, в данной технологии водород играет ключевую роль при формировании зародышей и на начальных стадиях роста эпитаксиального слоя в этом. Плотность дислокаций вблизи поверхности слоя в таких структурах, по меркам GaN, достаточно мала, ~6.108см⁻². При этом в слое наблюдаются краевые, винтовые и смешанные дислокации с долей винтовых ~5-15% от общего их числа.

Вышеописанный метод позволяет выращивать СИД структуры с высокими характеристиками. Однако, в результате квазитрехмерного роста вблизи подложки формируется дефектная область (рис.1а), которая является проводящей и оказывает негативное влияние на характеристики транзисторных структур. Широко распространенным способом преодоления данной проблемы является использование низкотемпературных зародышевых слоев AIN. Так как AIN стабилен в водород содержащей атмосфере, то зародышевый слой при отжиге не распадается на отдельные зародыши, и на начальных стадиях роста сразу начинается квазидвумерный рост эпитаксиального слоя GaN. Нами разработаны 2 альтернативных метода, позволяющих реализовать тот же процесс.

Во-первых, при выращивании зародышевого слоя AlN низкая температура не является обязательной. Использование высокотемпературного зародышевого слоя AlN (HT-AlN) позволяет реализовать квазидвумерный рост GaN с самого начала, при этом толщина сильно дефектной области вблизи подложки значительно сокращается (рис.1в), в слое отсутствуют проводящие каналы, и характеристики транзисторных структур значительно улучшаются. Однако, плотность дислокаций вблизи поверхности возрастает почти на порядок – до ~5·10⁹ см⁻² и качественно меняется состав дислокаций – винтовые дислокации не наблюдаются.

Аналогичный процесс можно реализовать и для зародышевых слоев GaN. Известно, что в азотаммиачной атмосфере GaN практически стабилен, и это можно использовать для формирования зародышевого слоя GaN не распадающегося на отдельные зародыши ((в дальнейшем обозначен как 2D-GaN). Заменив водород-аммиачную атмосферу на азот-аммиачную при отжиге зародышевого слоя GaN, можно избежать его разложения. При этом формируется сплошной кристаллический слой GaN на котором квазидвумерный рост наблюдается сразу с началом эпитаксиального роста GaN. При этом, как и в случае использования зародышевых слоев AIN, толщина дефектной области вблизи подложки уменьшается (рис.16) и в результате этого в слое отсутствуют проводящие каналы, что значительно улучшает характеристики транзисторных структур. В этих слоях плотность дислокаций вблизи поверхности слоя ~2·10⁹ см⁻² и так же отсутствуют виговые дислокации.

Таким образом, вне зависимости от конкретного метода реализации (2D-GaN, HT-AlN) использование зародышевых слоев, не распадающихся на отдельные зародыши, позволяет получать эпитаксиальные слои без проводящих каналов вблизи подложки, однако плотность дислокаций вблизи поверхности таких слоев в 5 (2D-GaN) – 10 (HT-AlN) раз выше чем для слоев выращенных при использовании классического 3D-GaN зародышевого слоя, при этом не наблюдаются винтовые дислокации, в то время как в слоях полученных при использовании зародышевого слоя 3D-GaN их доля составляет 5-15% от общего числа.



Рис.1. Изображения слоев GaN, выращенных с использованием различных зародышевых слоев, полученных с помощью ТЭМ в разных условиях наблюдения. (а- зародышевый слой 3D-GaN, б- зародышевый слой 2D-GaN, в - зародышевй слой HT-AIN)

 Zavarin E.E., Sizov D.S., Lundin W.V., Tsatsulnikov A.F., Talalaev, R.A., Kondratyev A.V., Bord O.V. Electrochemical Society Proceedings Vol. 2005-09, pages 299-305

ON THE ROLE OF HYDROGEN IN FORMATION OF GaN EPILAYERS

<u>E.E.Zavarin</u>¹, W.V.Lundin^{1*}, M.A.Sinitsyn¹, Cherkashin², and A.F.Tsatsulnikov¹ ¹Ioffe Physico-technical institute of the RAS, St-Petersburg, Russia, *lundin.vpegroup@mail.ioffe.ruN.A. ²CEMES/CNRS, 29 rue Jeanne Marvig, 31055, Toulouse, France

Hydrogen is known to be an active participant of the surface chemical processes in III-N MOVPE. Here we report on the influence of these processes on the initial stages of GaN epitaxy. If low-temperature GaN nucleation layer on sapphire is annealed under hydrogen-ammonia ambient, its decomposition results in formation of array of separate nuclear and high-temperature epitaxy is started on these nuclear in 3D mode followed with coalescence and transition to quazi-2D growth mode. This growth mode sequence is perfect for LED application but due to the formation of conductive channels at GaN/sapphire interface is unusable for HEMTs. Well-known low-temperature AIN nucleation layer is stable under hydrogen and during annealing keeps continuity. The consequent GaN epigrowth starts in quazi-2D mode from the first stages resulting in suppression of conductive channels formation.

We have developed two alternative growth methods resulting in quazi-2D growth of GaN from the very beginning stage – using of low temperature GaN nucleation layer annealed under hydrogen-free ambient and using of high-temperature AlN nucleation/buffer layer.

ФЛИП-ЧИП СВЕТОДИОДЫ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР AlGaInN, ВЫРАЩЕННЫХ НА ПОДЛОЖКАХ SiC

Е.М. Аракчеева^{*}, И.П. Смирнова, Л.К. Марков, Д.А. Закгейм, М.М. Кулагина

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

194021 Политехническая ул., д.26.

тел. +7(812)2927369, *e-mail: kathy.quantum@mail.ioffe.ru;

Применение подложек SiC для создания высокоэффективных светодиодных кристаллов вполне обосновано по нескольким причинам. Одной из них считается высокая по сравнению с сапфиром теплопроводность материала, что обеспечивает эффективный отвод тепла из активной области кристалла при работе на высоких плотностях тока накачки. Другой является хорошее соответствие коэффициентов преломления материала подложки и структуры GaN. В результате свет практически свободно распространяется в подложку, не испытывая эффекта полного внутреннего отражения на границе подложка-гетероструктура. В случае применения сапфировых подложек, характеризующихся значительно меньшим коэффициентом преломления, этот фактор существенно ограничивает вывод света из кристалла.

Эффективным способом решения проблемы ограничения вывода света является создание поверхностей, рассеивающих свет. Наиболее перспективным методом создания таких поверхностей можно считать реактивное ионное травление. Нами уже была продемонстрирована возможность повышения квантового выхода светодиодов на основе гетероструктур AlGaInN с помощью создания рассеивающего свет микрорельефа на поверхности слоя n-GaN, после удаления сапфировой подложки [1]. Настоящая работа посвящена исследованию способов увеличения квантового выхода светодиодных кристаллов, выращенных на SiC подожках за счет травления последних методом реактивного ионного травления.

В работе исследовались светодиодные структуры с 5-ю квантовыми ямами InGaN, выращенные на подложках SiC методом MOCVD. Реактивное ионное травление SiC обычно проводится в хлорсодержащих и фторсодержащих газах, например, в Cl₂, SF₆ и CCl₂F₂. Нами использовались смеси на основе Cl₂ + BCl₃ и SF₆. Проводилось исследование влияния режимов реактивного ионного травления обратной стороны подложки SiC в плазме на характер микрорельефа поверхности.

Использовалось несколько режимов травления в смеси $Cl_2 + BCl_3$: при мощности разряда 40 Вт и 60 Вт, а также различные соотношения газовых потоков Cl_2 и BCl_3 . Было обнаружено, что в хлорсодержащей плазме благодаря небольшой летучести продуктов травления SiCl₄ травление карбида кремния происходит только за счет бомбардировки ионами поверхности образца, т.н. «физическое» распыление материала, что приводит к низкой скорости травления SiC. Поэтому в дальнейших экспериментах была использована газовая смесь на основе SF₆. В этом случае за счет химических реакций на поверхности образуется летучее соединение SiF₄, что приводит к комбинации физического и химического механизмов травления материала. Скорость травления SiC возрастает как при увеличении мощности разряда, так и при увеличении процентного содержания газа SF₆ в смеси SF₆/Ar.

В работе исследовались 2 типа рельефов. Регулярный рельеф на лицевой поверхности SiC был создан с помощью реактивного ионного травления через фоторезистивный рисунок при мощности разряда 40 Вт. Он представлял собой периодическую решетку вытравленных цилиндров диаметром 1,5 мкм с периодом 4,5 мкм.

Для создания нерегулярного микрорельефа на обратную поверхность подложки SiC наносился сплошной тонкий фоторезист толщиной ~ 1 мкм, задубленный при температурах 90°C, 110°C и 150°C. Далее проводилось одновременное стравливание резиста и травление подложки в различных процессах. Варьировались мощность разряда, давление газового потока, а также время травления. Наблюдалось 2 типа наиболее характерного микрорельефа: так называемый "тонкий" (частые столбики шириной ~ 150 мм и высотой 400 нм) и пирамидки (основание ~ 800 нм, высота 1 мкм). "Тонкий" микрорельеф наблюдался при травлении резиста, задубленного при 110°C и 150°C, в режиме травления: мощность 40 Вт, давление 1 Па, поток SF₆ - 20 sccm и время процесса 20 минут.

Рассеивающая способность образцов исследовалась на установке с гониометрической приставкой. Образцы подложек, обработанных различными способами, облучались гелий-неоновым лазером с лицевой стороны, предназначенной для выращивания структуры, и снимались угловые диаграммы рассеяния после прохождения света через подложку. Сравнивались образцы: необработанный, шлифованные порошками 28 и 40 микрон и травленый через тонкий резист.

Рассеяние света на последнем образце оказалось наиболее эффективным. Образец с регулярным рельефом на поверхности при облучении гелий-неоновым лазером на отражении показывал дифракционную картину с четко выраженными максимумами.

Для оценки влияния микрорельефа, полученного на обратной стороне подложки SiC были изготовлены флип-чип светодиоды по стандартной технологии [2], затем на обратную сторону одного образца был нанесен тонкий фоторезист, задубленный при 150°С, и протравлен в следующем режиме: мощность 40 Вт, давление 1 Па, поток SF₆ - 20 sccm и время процесса 20 минут. На рис. 1а представлен снимок поверхности SiC, травленной в таком режиме. Как видно из рис.1b, внешняя эффективность светодиодного кристалла с микрорельефом по сравнению с исходным образцом возрастает более чем на 25%.

Таким образом, предложенная методика получения рассеивающего свет микрорельефа на обратной стороне подложки SiC позволяет существенно увеличить внешнюю квантовую эффективность светодиодов.



(b)

Рис.1. (a) Характерный микрорельеф ("тонкий") на обратной стороне подложки SiC; (b) Зависимость квантовой эффективности кристалла от тока накачки: 1-исходный кристалл; 2реактивное ионное травление обратной стороны подложки SiC через тонкий резист в плазме SF₆.

[1] И.П.Смирнова, Л.К.Марков, Д.А.Закгейм, Е.М.Аракчеева, М.Р.Рымалис. ФТП 40, 11, 1397 (2006) [2] Д.А.Закгейм, И.П.Смирнова, И.В.Рожанский, С.А.Гуревич и др. ФТП 39, 7, 885 (2005)

FLIP-CHIP AIGaInN-BASED LEDs GROWN ON SiC SUBSRATES

E.M. Arakcheeva*, I.P. Smirnova, L.K. Markov, D.A. Zakheim, M.M. Kulagina Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences, 194021 St.Petersburg *e-mail: kathy.quantum@mail.ioffe.ru

In this work, we study ways of an increase in the external quantum efficiency of flip-chip AlGaInNbased LEDs grown on SiC substrates using the reactive ion etching method. It is shown that the most effective SiC etching can be produced in SF_6 plasma. We demonstrate that a choise of resist treatment regimes and the reactive ion etching parameters, such as discharge power, SF₆ gas flow pressure and etching time, allowed us to obtain 2 different types of the submicron relief: "thin" relief and pyramidal relief. The LEDs chip with the submicron relief on the back surface of SiC substrate showed an increase in the external quantum efficiency more than 25%.

ИССЛЕДОВАНИЯ И АНАЛИЗ ЗАВИСИМОСТИ КВАНТОВОГО ВЫХОДА СВЕТОДИОДОВ НА ОСНОВЕ МАТЕРИАЛОВ AlgaInn ОТ ПЛОТНОСТИ ТОКА В НЕРАЗОГРЕВАЮЩЕМ РЕЖИМЕ

А.Л. Архипов*, С.Г. Никифоров

ООО «Л.И.С.Т. – Лаборатория Исследований Световых Технологий». 125581, Москва, 1-ый Котляковский пр., д.4. тел. +7(495)7395864, e-mail: Sashamkt991@yandex.ru; aarkhipov@list-lab.ru.

Теоретическая эффективность преобразования электрической энергии в световой поток для полупроводниковой структуры одна из самых высоких среди источников света. Основная задача производителя светодиодной гетероструктуры - увеличить квантовую эффективность за счет уменьшения процесса безызлучательной рекомбинации носителей заряда в активной области. Были проведены исследования зависимости квантового выхода от плотности тока (J) у зелёных и синих светодиодов на основе гетероструктур InGaN и у красных и жёлтых светодиодов на основе гетероструктур AlGaInP в импульсном режиме, исключающем нагрев активной области кристалла. Описываемое исследование было проведено в отношении большинства типов самых популярных конструкций излучающих кристаллов, квантовый выход которых при сходном спектральном распределении излучения должен быть одинаков, независимо от материалов подложки, на которой выращена или на которую перенесена гетерострукура. Различие в значениях квантового выхода может быть обусловлено лишь степенью неидеальности самой структуры, потому что тепловой воздействие тока не учитывается и, соответственно, конструкция кристалла не влияет на энергетические показатели излучения. Из чего можно сделать вывод, что результаты исследования зависимости квантового выхода AlGaInN и AlGaInP светодиодов от плотности тока в импульсном режиме питания могут служить качественным показателем исследуемых излучающих кристаллов.

Чипы		, 10 ⁻⁴ cm ²	цложка	бласть: pxy, flip - изу	ΔТ _{j-а} разница между температурой активной области кристаллов (T _J) и температурой окружающей среды (T _A), К		Отношение квантового выхода при
Производитель	Цвет	S p-n	ťош	Akt o([P-habe] bhi	1мкс (ток в импульсе, мА)	10мкс(ток в импульсе, мА)	200 mA/cm ² и 20 mA/cm ²
Cree C460MB290-E1000	Blue	5,8	SiC	UP	-	-	0,62
Cree C460XT290-O119-A	Blue	6,2	SiC	Flip	1(500мА)	-	0.65
Cree C-470XB900	Blue	62	SiC	Flip	0,15(1400мА)	1,5(1400мА)	0.71
Cree C-460EZR260	Blue	12	SiC	Flip	0,9(1000мА)	2,3(1000мА)	0,63
Shinghai	Blue	10,6	Al ₂ O ₃	UP	12,3(1000мА)	-	0.48
BridgeLux BKO2424C455-1	Blue	49	Al ₂ O ₃	UP	1,4(1400мА)	2,7(1400мА)	0.51
Epistar ES-CEBLV40A-M	Blue	51	Si	UP	1,2(1400мА)	2,3(1400мА)	0.68
Epistar ES-CEBH915	Blue	11,6	Si	UP	3,6(500мА)	-	0.6
Cree C527XT290-S0100-A	Green	6,2	SiC	Flip	1(500мА)	-	0.56
Cree C527MB290-E1000	Green	5,8	SiC	UP	-	-	0,48
Cree C-527XB900	Green	62	SiC	Flip	0,15(1400мА)	1,5(1400мА)	0.6
BridgeLux BKO2424C530-3	Green	49	Al_2O_3	UP	1,8(1400мА)	3,2(1400мА)	0.63
Epistar ES-CEGH915	Green	11,6	Si	UP	3,6(500мА)	-	0,47
Epistar ES-CEGH912	Green	9	Si	UP	-	-	0,5
Epistar ES-SAHR840	Red	65	Si	UP	3,4(1000мА)	4,7(1000мА)	0,99
Epistar ES-SAYL840	Yellow	65	Si	UP	3,4(1000мА)	4,7(1000мА)	1,08

Расчетные значения температуры p-n перехода в конце импульса ΔT_{i-a} и квантовый выход

В таблице приведены расчетные значения температуры перегрева активной области в конце импульса длительностью 1 мкс и 10 мкс. Измерения проводились при $T_A = 25^{\circ}$ C в диапазоне плотностей тока J=10-250 A/cм². Также в таблице указаны значения квантового выхода относительно плотности тока J= 20 A/cм², что соответствует прямому току 160 мА через кристалл Cree C-470XB900 и 15 мА через кристалл C460MB290 - E1000, эффективности которых при таком режиме близки к максимальным. Представленные на рисунке 1 линии зависимости описываются степенной функцией. Видно, что у зелёных светодиодов имеет место большее уменьшение квантового выхода с увеличением J, чем у синих СД.

Отсутствие разогрева активной области увеличивает эффект коротковолнового сдвига спектра излучения, но это не приводит к пропорциональному увеличению оптической мощности из-за неравномерной концентрации индия в структуре. У светодиодов на основе гетероструктур, выращенных на подложках SiC (Cree) и на основе гетероструктур, выращенных на подложках SiC (Cree) и на основе гетероструктур, выращенных на подложках Al₂O₃ (Epistar, Bridgelux) наблюдается вышеуказанная тенденция. При этом у гетероструктур на подложках Al₂O₃ уменьшение квантового выхода с увеличением J на 15-20% больше, чем у на подложках SiC.





У красных и жёлтых светодиодов на основе гетероструктур AlGaInP изменение квантового выхода с увеличением J в диапазоне 10-250A/см² отсутствует (рис. 1). Представленные на рисунке 1 линии тренда, описываются степенной функцией. Видно, что у красных СД имеет место большее уменьшение квантового выхода с увеличением J, чем у желтых СД. У Желтых СД наблюдается слабое увеличение квантового выхода в диапазоне плотностей тока 10-250A/см². Данный факт говорит, что структура AlGaInP имеет запас по эффективности, уменьшение которой не было достигнуто в данном исследовании даже при плотности тока в импульсе 300 A/см².

Полученные в ходе исследования значения квантового выхода показывают, насколько совершенна полупроводниковая гетероструктура, и какие максимальные значения эффективности достижимы. Насколько хороший теплоотвод и насколько можно повысить эффективность светодиода, посредством оптимизации тепловой модели прибора, понижая перегрев p-n перехода.

INVESTIGATION AND ANALYSIS OF INGAN AND AIGAINP LEDS QUANTUM EFFICIENCY ON CURRENT DENSITY IN MODE EXCLUDING SUFFICIENT HEAT GENERATION

A.L. Arkhipov*,S.G.Nikiforov

LIST- Laboratory of Investigations of Light Technologies" Ltd. 125581, Moscow, 1-st Kotlyakovski p.,4. phone. +7(495)7395864, e-mail: Sashamkt991@yandex.ru ; aarkhipov@list-lab.ru.

Experimental measurements have been conducted in pulse mode at τ =1*10⁻⁶s and τ =10*10⁻⁶s. Investigations of radiation power (P) and luminous flux (L) dependencies on current density for green and blue LEDs on the basis of InGaN heterostructures, red and yellow LEDs on the basis of AlGaInP heterostructures have been conducted in pulse mode. Radiation power measurements are completed during pulse time τ . Heating of LED's active region was excluded.

ПОЛУПРОВОДНИКОВАЯ СВЕТОТЕХНИКА ОАО «НИИПП»

А.П. Абрамовский, <u>Н.Н. Бакин</u>, А.А. Вилисов^{*}, Д.Д. Каримбаев, Т.И. Коханенко, А.А. Пономарёв, П.Н. Тымчишын, Э.Ф.Яук

ОАО «НИИПП», ул.Красноармейская, 99-а, 634034, г.Томск

тел. +7(3822) 488135, 488206, e-mail: vilisovaa@mail.ru;

В настоящее время полупроводники интенсивно занимают очередную нишу – светотехнику. В ОАО «НИИПП» с 1996г. ведутся разработки и осуществляется промышленное производство и поставки потребителям полупроводниковых ламп (преимущественно специального назначения) на основе низкоразмерных гетероэпитаксиальных структур InGaN и InGaAlN по следующим основным направлениям:

- индикаторная и сигнальная техника;
- навигационные лампы и заградительные огни;
- подсветка приборных шкал и малых архитектурных форм;
- локальное, аварийное и ориентирующее освещение и др.

Все разрабатываемые полупроводниковые источники света по параметрам соответствуют действующим в светотехнике стандартам. Конструктивно лампы разрабатываются в виде базовых интегральных сборок кристаллов на теплоотводящем основании, оформляемых затем в корпусе лампы, соответствующей запросам потребителей. Учитывая многообразие применений, базовые световые модули дополняются встроенным стабилизированным источником питания на напряжения: 2,6; 6,3; 12; 24; 28; 36; 54; 110; 220 В.

В процессе разработок и организации серийного производства полупроводниковых ламп неизбежно пришлось решать много принципиальных проблем, основные из которых:

• повышение эффективности светоотдачи модулей и ламп;

• выбор конструкционных материалов для обеспечения удовлетворительного теплоотвода от светоизлучающих кристаллов;

оптимизация номенклатуры кристаллов по параметру «эффективность-цена»;

• разработка драйверов, обеспечивающих электропитание световых модулей в температурном диапазоне от минус 60°С до плюс 85°С;

• разработка всепогодных фотоавтоматов для навигационных и заградительных систем с режимом работы «поставил и забыл».

На предприятии сформированы производственные линии по всему технологическому циклу изготовления полупроводниковых ламп – от изготовления кристалла до квалификационных испытаний источников света.

За последние 10-12 лет поставлено потребителям более 70 тысяч полупроводниковых ламп для обустройства навигационных огней водных путей, более 5 тысяч фонарей и систем для светоограждения высотных сооружений. Эксплуатация ламп в течение длительного времени показала их высокую надёжность и экономичность.

Основная направленность разработок ОАО «НИИПП» в настоящее время – замена ламп накаливания типа СМ, МН, СМН, СГ и других с выходным световым потоком до 300 лм (в ближайшей перспективе до 1000 лм и более).

THE SEMICONDUCTORS LIGHTTECHNIQUE IN THE OSR "RISD"

A.P.Abramovskiy,N.<u>N. Bakin</u>, A.A. Vilisov*,D.D. Karimbaev, T.I. Kochanenko, A.A. Ponomarev, P.N. Timchicshin,E.F. Yauk OSR " RISD", 634034, st. Krasnoarmeyskay, 99-a, Tomsk, t. +7(3822) 488135, 488206, e-mail: vilisovaa@mail.ru;

Developments and mass production of semiconductor-based lamps at OSR "RISD" takes place since 1996. Parameters of lamps under production as well as problems of these devices will be discussed.

р-п ПЕРЕХОДЫ НА ОСНОВЕ InGaN КАК ГАЗОВЫЕ СЕНСОРЫ

Птащенко А. А.¹, Птащенко Ф. А.², <u>Блажнова О. А</u>.*¹

¹ Одесский национальный университет им. И.И. Мечникова. Ул. Дворянская, 2, 65026, г. Одесса. ² Одесская национальная морская академия. Ул. Дидрихсона, 8, 65029, г. Одесса.

Исследовано влияние паров аммиака в окружающей атмосфере на стационарные вольт-амперные характеристики (ВАХ) прямого и обратного токов в p-n переходах на основе InGaN. Измерения проводились на p-n структурах, оптимизированных для изготовления светоизлучающих диодов (СИД). Ширина запрещенной зоны тройного соединения в p-n структурах составляла 2,46 эВ (для зелено-голубых СИД), 2,64 эВ (для синих СИД) и 3,1 эВ (для фиолетовых СИД). Парциальное давление паров аммиака изменялось изменением концентрации NH₃ в его водном растворе, над которым находился p-n переход.

В области токов 10 нА – 1 мА ВАХ прямого тока p-n переходов, измеренные в сухом воздухе, соответствовали выражению

$$I(V) = I_0 \exp(qV/nkT),$$

1)

где I_0 – постоянная; q – заряд электрона; k – постоянная Больцмана; T – температура; n ≈ 2 – коэффициент неидеальности.



Рис.1. ВАХ прямого (а) и обратного (б) токов p-n перехода, измеренные в воздухе (1) и в парах аммиака при давлении NH₃: 2–100Па, 3–200Па, 4–500Па, 5–1000Па, 6–2000Па, 7–4000Па

ВАХ такого вида соответствуют рекомбинации на глубоких уровнях. Адсорбция молекул NH₃ существенно повышала прямой ток при низких напряжениях смещения (V<2 B), а также обратный ток. ВАХ дополнительного тока, обусловленного адсорбцией молекул NH₃, были линейны, что иллюстрирует рис. 2. Поэтому влияние паров аммиака на ВАХ р-n структур на основе InGaN можно объяснить формированием поверхностного проводящего канала, который закорачивает p-n переход, как схематически показано на рис. 3. Дополнительный ток линейно зависел от парциального давления паров аммиака.

При напряжениях V>2B дополнительный прямой ток уменьшался, что можно объяснить разрушением поверхностного канала инжектированными в этот канал электронами и дырками. Данный эффект наблюдался, когда концентрация носителей заряда, инжектированных в канал, превышала концентрацию электронов, обусловленную действием электрического поля адсорбированных ионов. При повышении ширины запрещенной зоны InGaN протяженность линейного участка BAX и напряжение, которое соответствует максимуму прямого дополнительного тока, возрастали, что совпадает с выводами модельных расчетов.

Дополнительный обратный ток, обусловленный адсорбцией молекул NH₃, монотонно увеличивался при повышении парциального давления паров аммиака в окружающей атмосфере.
Изменения прямого и обратного токов в p-n переходах на основе InGaN под действием паров NH_3 были обратимы, что свидетельствует о физическом (а не химическом) механизме адсорбции молекул аммиака, а также о возможности использовать данные структуры в качестве газовых сенсоров.



Рис.2. ВАХ дополнительного тока при различных значениях парциального давления паров аммиака:1-100Па, 2-200Па, 3-500Па, 4- 1000Па, 5-2000Па, 6-4000Па Рис.3. Схема р-п структуры, помещенной в пары аммиака: 1 – слой естественного оксида, 2 – положительные ионы аммиака, 3 – обедненный слой, 4 – поверхностный слой пространственного заряда, 5 – поверхностные состояния

Закономерности влияния паров аммиака на характеристики p-n переходов на основе InGaN подобны тем, что наблюдались на полупроводниках A³B⁵ с меньшей шириной запрещенной зоны. Преимущества p-n переходов на основе InGaN как сенсоров паров аммиака связаны с более высокой чувствительностью, низким фоновым током и большей протяженностью линейного участка BAX.

InGaN p-n JUNCTIONS AS GAS SENSORS

Ptashchenko A.A.¹, Ptashchenko F.A.², <u>Blazhnova O.A.</u> *¹
¹Odessa I.I. Mechnikov's National University, Dvoryanskaya St., 2, 65026, Odessa
²Odessa National Maritime Academy, Didrikhsona St., 8, 65029, Odessa

The influence of ammonia vapors in the ambient atmosphere on I-V characteristics of the forward and reverse currents in InGaN p-n junctions is studied. The characteristics of the additional surface current, due to NH₃ ions adsorption, are explained by the model taking into account formation of a surface conductive channel in the electric field of these ions. The advantages of InGaN p-n junctions as ammonia vapors sensors are a high sensitivity, low background current, and extended linear section of the I-V characteristic.

ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРОВ ЭЛЕКТРООТРАЖЕНИЯ ГЕТЕРОСТРУКТУР ТИПА GaN/AlGaN/InGaN

Л.П. Авакянц¹, М.В. Агапов², <u>П.Ю. Боков¹</u>, А.В. Червяков¹, А.Э. Юнович¹, Б.С. Явич²

¹ Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Ленинские горы 1 стр. 2, 119992 тел. +7(495)939-23-88, e-mail: pavel_bokov@rambler.ru

² ЗАО «Светлана Оптоэлектроника», Санкт-Петербург, а/я. 78, 194156

Методы модуляционной спектроскопии широко применяются для исследования полупроводниковых гетероструктур на основе соединений GaN: для исследования электроннодырочных переходов в квантовых ямах светодиодов [1], двумерного электронного газа в канале полевых транзисторов [2], интерференционных эффектов [3].

В работе [3] было показано, что спектр электроотражения гетероструктур с множественным квантовыми ямами на основе GaN/InGaN состоит из линии, связанной с электронно-дырочными переходами в активной области p-n- перехода, и модуляционной интерференционной картины. Однако, дальнейшие исследования показали, что наличие указанных особенностей в модуляционных спектрах сильно зависит как от технологии изготовления гетеростурктуры светодиода, так и от строения этой гетероструктуры. В настоящей работе приводится сопоставление технологических особенностей изготовления гетероструктуры и ее спектров электроотражения.

Исследуемые образцы представляли собой светодиоды синего свечения. Кристаллы с pn гетеропереходом на основе 5 квантовых ям InGaN выращивались методом MOCVD на сапфировой подложке и монтировались к теплоотводу методом «flip-chip». На подложке последовательно выращивались буферный слой i-GaN (толщина 500 нм), слой n-GaN (толщина 3.5 мкм), 5 квантовых ям InGaN/GaN (активная область), слои i-GaN (толщина 20 нм) или p-AlGaN (для предотвращения поперечного транспорта носителей, толщина 20 нм), слой p-GaN (толщина 110 нм). Со стороны робласти создавалось отражающее зеркало. Часть образцов, в которой не было слоя p-AlGaN, содержала в себе буферную сверхрешетку InGaN/GaN. Исследуемые светодиоды были изготовлены на 3AO «Светлана-Оптоэлектроника», г. Санкт-Петербург.

Для регистрации спектров электроотражения к контактам pn перехода подавалось переменное запирающее напряжение, кристалл (площадь 0.4 мм²) освещался через прозрачную подложку. Записывались спектры электроотражения при модуляции напряжения импульсами с разной амплитудой (0 – 9 В), разным постоянным смещением (+2 В ... – 7 В) и частотой (100 – 1000 Гц.).

Обнаружены следующие особенности спектров электроотражения.

- При увеличении обратного смещения p-n- перехода наблюдается увеличение интенсивности и уменьшение ширины линии, связанной с электронно-дырочными переходами в активной области гетеростурктуры. Наблюдаемый в спектрах электроотражения сигнал от активной области представляет собой суперпозицию сигналов от нескольких квантовых ям. Уменьшение ширины линии и увеличение ее интенсивности можно связывать с тем, что обратное смещение приводит к частичной компенсации встроенных пьезоэлектрических полей в квантовых ямах.
- 2. Большей интенсивностью и меньшей шириной обладают линии в спектрах электроотражения образцов со слоем p-AlGaN, блокирующим поперечный транспорт электронов.
- Увеличение концентрации легирующей примеси в барьерах GaN буферной сверхрешетки приводит к увеличению амплитуды линии в спектрах электроотражения. Т.е. при определенных условиях легирование аналогично наличию в гетеростурктуре слоя p-AlGaN, блокирующего поперечный транспорт электронов.
- 4. На возможность наблюдения линии электроотражения от активной области гетероструктуры с 5 квантовыми ямами существенное влияние оказывает положение квантовых ям в области встроенного электрического поля p-n- перехода. Если область квантовых ям попадает в область неоднородности электрического поля p-n- перехода, величины электрических полей в каждой квантовой яме (шириной 3 нм) различаются. Это приводит к сдвигам энергетических уровней электронов и дырок и размытию соответствующей линии в спектре электроотражения.
- Максимальная интенсивность линий электроотражения, связанных с активной областью светодиода, наблюдается в том случае, когда активная область попадает в область пучности резонатора.
- 6. Наличие в спектрах электроотражения интерференционной картины обусловлено периодическим изменением коэффициента отражения от активной области гетероструктуры, связанное с модуляцией в ней встроенных электрических полей. Характерный период интерференционных полос свидетельствует о том, что интерференция происходит в области р-GaN, т.е. наблюдается интерференция волн, отраженных от слоя p-GaN и от активной области.

- 7. На возможность наблюдения интерференционных полос в спектрах электроотражения оказывает влияние положение квантовых ям относительно активной области гетероструктуры. Как и в случае с сигналом от активной области, амплитуда интерференционных полос уменьшается, если, по-видимому, электрическое поле в квантовых ямах различно.
- Создание в структуре светодиодов диффузно-рассеивающих слоев приводит к подавлению как интерференционного сигнала, так и сигнала от активной области гетероструктуры.

По характеру изменений параметров линии электроотражения, связанной с активной областью гетероструктуры, а также, параметров интерференционных полос можно делать выводы об особенностях конструкции светодиодов.

[1] C. Wetzel, T. Taekuchi, H. Amano, I. Akasaki. J. Appl. Phys., 85(7), 3786 (1999)

[2] А. Drabinska, K. Pakula, J.M. Baranowski, I. Frymark. Physica Status Solidi A, 202(7), 1308 (2005)
[3] Л.П. Авакянц, М.Л. Бадгутдинов, П.Ю. Боков, А.В. Червяков, С.С. Широков, А.Э. Юнович, А.А. Богданов, Е.Д. Васильева, Д.А. Николаев, А.В, Феопентов. ФТП, 41(9), 1078 (2007)

THE PECULIARITIES OF ELECTROREFLECTANCE SPECTRA OF GaN/InGaN/AlGaN HETEROSTRUCTURES

L.P.Avakyants¹, M.V. Agapov², <u>P.Yu. Bokov¹</u>, A.V. Chervyakov¹, A.E. Yunovich¹, B.S. Yavich²

¹M. V. Lomonosov Moscow State University, physics department, Leninskie gory 1 building 2, Moscow, Russia, 119992,

phone. +7(495)9392388, e-mail: <u>pavel_bokov@rambler.ru</u>

² JSC «Svetlana Optoelektronika», postbox 78, Saint-Petersburg, Russia, 194156

The electrorefelctance spectra of «flip-chip» mounted InGaN/GaN/AlGaN blue LEDs have been studied. The Aspnes-like line and the interference fringes have been observed in the electroreflectance spectra. The peculiarities of the electroreflectance spectra of blue LEDs connected with the different technological parameters have been discussed.

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО И ОПТИЧЕСКОГО ОГРАНИЧЕНИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫХ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ

<u>К.А. Булашевич</u>^{1,2}*, М.С. Рамм², С.Ю. Карпов².

¹ ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, ул.Политехническая 26, 194021, С.-Петербург ² ООО «Софт-Импакт», а/я 83, пр.Энгельса 27, 194156, С.-Петербург тел. +7(812)5544570, e-mail: kirill@softimpact.ru;

В лазерных гетероструктурах ближнего УФ диапазона на основе нитридов III группы обычно используется раздельное электронное и оптическое ограничение, при котором длина волны излучения определяется составом и толщиной InGaAlN квантовых ям, где преимущественно рекомбинируют электроны и дырки, а оптический волновод формируется в окружающих AlGaN слоях различного состава. Из-за малой разницы показателя преломления у нитридов III группы, асимметрии лазерных структур, вытекающей из технологических трудностей выращивания толстых слоёв p-типа, и распада на фазы в объёмном InGaAlN достижение хорошего оптического ограничения является проблематичным. В данной работе этот вопрос исследован теоретически на примере гетероструктур, излучающих в диапазоне длин волн 360-380 нм. В частности показано, что изменение длины волны генерации в этом узком интервале существенно влияет на фактор оптического ограничения волноводных мод и утечку электронов в p-область лазерной структуры, что приводит к значительному изменению пороговой плотности тока. Рассмотрены возможные пути оптимизации лазерных стетероструктур.

С помощью моделирования детально изучены формирование волноводных мод ТЕ- и ТМполяризации с учётом двулучепреломления, присущего нитридам III группы, и механизмы инжекции неравновесных носителей, а также их влияние на пороговые характеристики лазерных структур, предложенных в [1]. Активная область таких структур состояла из пяти InGaN квантовых ям, разделенных AlInGaN барьерами и заключённых между двумя Al_{0.06}Ga_{0.94}N волноводными слоями толщиной 100 нм. Оптическое ограничение в гетероструктурах обеспечивалось за счёт короткопериодных сверхрешеток *n*- и *p*-типа со средней концентрацией алюминия ~12%, расположенных снаружи от волноводных слоев. Все структуры выращивались на сапфировых подложках, а длина волны излучения варьировалась в пределах 363-380 нм за счет изменения содержания индия в активной области от нуля до 4%.

Распределение показателя преломления и интенсивности электромагнитного поля для некоторых типичных ТЕ-мод показано на Рис.1а. Видно, что практически каждая из мод заметно проникает в *n*-GaN контактный слой толщиной 4 мкм. Это означает, что волноводное ограничение возникает не в волноводных слоях, а во всей гетероструктуре, ограниченной сапфировой подложкой с одной стороны и металлическим *p*-электродом с другой. Лишь для одной из мод высшего порядка предсказывается максимум интенсивности поля в активной области и, тем самым, максимальное оптическое усиление. Степень проникновения мод в GaN контактный слой определяется согласованием фаз электромагнитного поля в волноводе и в контактных слое. В частности, фактор оптического ограничения моды с максимальным усилением может изменяться примерно в 2 раза только за счет варьирования толщины контактного слоя. Спектральная дисперсия показателя преломления также существенно влияет на фазовое согласование поля в волноводе и GaN контактном слое, приводя к сильной зависимости фактора оптического ограничения от длины волны излучения (Puc.16). Таким образом, в рассматриваемых структурах оптимизация волновода должна проводиться для конкретной длины волны излучения и обязательно с учетом дисперсии показателя преломления.

В рамках дрейфо-диффузионной модели проведен анализ инжекции и рекомбинации носителей в гетероструктуре. Показано, что эффективность инжекции носителей лимитируется утечкой электронов из активных слоёв в *p*-область и составляет ~10-25% в зависимости от концентрации индия в активной области (Рис.1в). Уменьшение эффективности инжекции в более мелких квантовых ямах является ещё одним важным фактором, определяющим зависимость порогового тока лазерных диодов от длины волны излучения.

На Рис. 1г приведена зависимость пороговой плотности тока от длины волны. Согласно расчетам, максимальная эффективность инжекции достигается при длине волны излучения 370 нм. Резкий рост пороговой плотности тока при меньших длинах волн объясняется одновременным уменьшением эффективности инжекции и фактора оптического ограничения. Напротив, слабая зависимость порогового тока при больших длинах волн связана со взаимной компенсацией влияния роста эффективности инжекции и падения фактора оптического ограничения. Хорошее согласие

результатов расчетов и экспериментальных данных подтверждает вывод о том, что у нитридных лазеров ближнего УФ диапазона пороговая плотность тока определяется как утечкой электронов, так и слабым оптическим ограничением в гетероструктуре. Характеристики лазерных диодов могут быть заметно улучшены за счёт оптимизации их волноводных свойств.



Рис.1. Распределение обыкновенного показателя преломления и интенсивности электромагнитного поля в лазерной структуре (а). Зависимость фактора оптического ограничения (б), эффективности инжекции носителей (в) и пороговой плотности тока (г) от длины волны излучения лазерных диодов. Линии – результаты расчёта, кружки – данные из работы [1].

[1] M. Kneissl, D. W. Treat, M. Teep, N. Miyashita, and N. M. Johnson, Appl. Phys. Lett. 82, 2386 (2003).

EFFECT OF ELECTRON AND OPTICAL CONFINEMENT ON PERFORMANCE OF ULTRA-VIOLET LASER DIODES

K.A. Bulashevich^{1,2}*, M.S. Ramm¹, and S.Yu. Karpov²

¹ A.F.Ioffe Physico-Technocal Institute RAS, 26 Politekhnisheskaja str., 194021, St.Petersburg phone. +7(821)5544570, e-mail: kirill@softimpact.ru;
² Soft-Impact, Ltd., P.O.Box 83, 27 Engels ave., 194156, St.Petersburg

Using simulations accounting for birefringence of III-nitride materials, we investigated into the laser diodes (LDs) emitting light at 360-380 nm that was controlled by varying the InGaN composition in the multiple-quantum well active region. We have found out that both electron and optical confinement in the LD heterostructures are strongly dependent on the InGaN composition and affect remarkably the threshold current and differential quantum efficiency of the diodes. In particular, the electron leakage from the active region becomes considerable at a low InN content in the quantum wells. Spectral dispersion of the refractive indexes of In-free waveguide and cladding layers results in remarkable variations of the optical confinement factor with the emission wavelength and switching between different lateral waveguide modes. The above effects provide explanation of the observed three-fold increase in the threshold current density of the LDs with shorter wavelength. The theoretical predictions agree quantitatively well with available data.

ТЕПЛОВОЙ АНАЛИЗ КАЧЕСТВА ПОСАДКИ КРИСТАЛЛОВ СВЕТОДИОДОВ

<u>Ю.А. Бумай^{1*}</u>, О.С. Васьков¹, Д.С. Доманевский¹, С.А. Манего², Ю.В. Трофимов²

¹Белорусский национальный технический университет, Проспект Независимости, 65, 220013, г. Минск, Беларусь, Тел: +375 017 2921079, e-mail: bumai@tut.by;
 ²ГНУ Институт физики НАН Б, Логойский тракт, 22, 220090, г. Минск, Беларусь;

Помимо экономичности, важнейшим достоинством светоизлучающих диодов (СИД) является их долговечность. Основной причиной преждевременной деградации в большинстве случаев является перегрев кристалла, обусловленный несоблюдением теплового режима эксплуатации СИД при отсутствии необходимого контроля тепловых параметров. Для мощных (>1 Вт) СИД отвод тепла из чипов представляет сложную задачу и в значительной степени определяется качеством посадки кристалла на теплоотводящее основание.

В данной работе для определения качества контактного слоя используется метод анализа временной зависимости температуры перегрева активной области СИД на основе исследований переходных электрических процессов при разогреве собственным током (при подаче на СИД импульса тока в виде ступеньки). Данный метод позволяет получить структуру внутреннего теплового сопротивления [1]. Температура перегрева активной области СИЛ ΔT в каждый момент времени t (временное разрешение 2 мкс) рассчитывалась из изменения напряжения на СИД с использованием температурного коэффициента напряжения. На рис.1 показана зависимость $\Delta T(t)$ для одноваттного СИД фирмы Lumileds (1) и двух СИД, изготовленных с использованием кристаллов данной фирмы, припаянного (2) и приклеенного (3) к плате МСРСВ. Исходя из аналогии протекания тепловых и электрических процессов, динамика распространения тепла может быть проанализирована из зависимости $\Delta T(t)$ в рамках эквивалентной схемы в виде RC цепочек (модели Фостера и Кауера), где R является тепловым сопротивлением, а C – теплоемкостью элементов конструкции СИД и внешнего теплоотвода (рис.2). В рамках разработанного метода на основе зависимости $\Delta T(t)$ производиться построение специальной функции $R^*(\tau^*)$ (спектра тепловых сопротивлений), экстремумы которой позволяют определить тепловое сопротивление отдельных элементов конструкции СИД R_i и соответствующие тепловые постоянные времени $\tau_i = R_i C_i$ [1].





Рис.1. Временная зависимость температуры перегрева активной области одноваттного СИД Lumileds.

Рис. 2. Эквивалентная динамическая тепловая модель СИД. Модели Фостера (а), Кауера (б).

На рис.3 приведены соответствующие временные спектры тепловых сопротивлений $R^*(\tau^*)$ СИД Lumileds (1,2,3) и указаны участки спектра, соответствующие внутренним элементам структуры (для временного интервала, отмеченного на рис.1). Из рисунка видно влияние на тепловое сопротивление качества посадки кристалла. В то время как для фирменного СИД 1 внутреннее тепловое сопротивление составляет 15 К/Вт (контактный слой дает вклад ~7 К/Вт), для СИД 2 и 3 оно составляет соответственно ~40 К/Вт (вклад контактного слоя ~25-30 К/Вт).

На рис.4. представлены временные спектры тепловых сопротивлений $R^*(\tau^*)$ маломощных СИД, изготовленных с использованием кристаллов фирмы EPIGAP, соответствующие различным

способам соединения с корпусом (1,2 – припой Pb-Sn-Ag, 3- клей Ag). Из участков относящихся к внутреннему тепловому сопротивлению структуры (от чипа до корпуса включительно), которое принимает значение в интервале от 307 К/Вт для СИД 1 до 482 К/Вт для СИД 3, наибольший вклад вносит сопротивление контактного слоя (припоя или клея). Оно лежит в интервале от ~200 К/Вт для СИД 1 до ~400 К/Вт для СИД 3, в то время как сопротивление остальных частей различается несущественно и составляет ~100 К/Вт.

Для данных типов СИД измерены также тепловые сопротивления контактных слоев на основе припоя различной толщины (50-70 мкм). Показано, что тепловое сопротивление контактного слоя слабо зависит от его толщины и при экстраполяции ее к нулю сохраняет высокое значение. Это свидетельствует об определяющем вкладе в тепловое сопротивление данного слоя его интерфейсных границ.



Рис.3. Временной спектр тепловых сопротивлений одноваттного СИД Lumileds (А - кристалл, В - контактный слой, С - основание).

Рис.4. Временной спектр тепловых сопротивлений СИД фирмы EPIGAP (А - кристалл, В - контактный слой).

[1] Бумай Ю.А., Васьков О.С., Доманевский Д.С. Сб. стат. 6 Белорусско - Российского семи-нара "Полупроводниковые лазеры и системы на их основе" (Минск, 4-8 июня 2007) с.108.

STRUCTURE OF INTERNAL THERMAL RESISTANCE OF InGaN/GaN LIGHT-EMITTING DIODES (ANALYSIS OF DIE ATTACH)

<u>Y.A. Bumai</u>^{1*}, O.S. Vaskov¹, D.S. Domanevskii¹, S.A. Manego², U.V. Trophimov²,

¹Belarusssian National Technical University, Independence Ave., 65, 220013 Minsk, Belarus, Tel: +375 017 2921079, e-mail: bumai@tut.by; ²SSO Institute of Physics NAS B, Logoickii tract, 22, 220090, Minsk, Belarus;

Using transient electrical and thermal processes under self heating by direct current the internal structure of thermal resistance of high and low power light-emitting InGaN/GaN diodes have been studied. The main role of die attachment in thermal resistance of LEDs was shown. The dominant contribution of interface boundaries of die attach layer to the thermal resistance has been established.

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ СВЕТОДИОДОВ REBEL

<u>А.В. Данильчик</u>*, Е.В. Луценко, Н.В. Ржеуцкий, В.З. Зубелевич, В.Н. Павловский, Г.П. Яблонский

Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь, тел. +375172949025, e-mail:*a.danilchyk@ifanbel.bas-net.by

Ведущие мировые производители полупроводниковых светоизлучающих диодов (СД), такие как Lumileds, Nichia, Сгее и др. за последние несколько лет представили на рынке устройства с эффективностью излучения до 100 люмен на ватт. Для светодиодов со значительной электрической мощностью ~ 2-5 Вт представляет интерес исследование влияния на излучательную эффективность режима работы, времени, внутреннего разогрева и температуры окружающей среды.

В данной работе были исследованы фототоки, спектры электролюминесценции, вольт-амперные (ВАХ) и люкс-амперные характеристики мощных светодиодов Rebel LXML-PB01-0023 и LXML-PM01-0080 фирмы Lumileds (длины волн излучения ~ 465 нм и 530 нм соответственно), с квантовыми ямами InGaN/GaN в качестве активной области. Вольтамперные характеристики измерялись до заявленного производителем номинального тока 700 мА. Фототоки и ВАХ исследовались при изменении внешней температуры от 295 до 393 К. Возбуждение фототока производилось излучением линии ксеноновой лампы, выделенной при помощи перестраиваемого монохроматора МДР-12.

На рисунке 1 представлены зависимости вольт-амперных характеристик и температуры подложки от длительности проводимых измерений синего светодиода LXML-PB01-0023. Шаг измерений оставался постоянным и составлял 0.05 В. Время, на которое стабилизировалось напряжение, изменялось с шагом 1, 3, 10, 30, 100, 300, 500, 1000 (время шага 50 мс задавалось минимальным временем измерения АЦП-ЦАП). Соответствующее полное время измерений варьировалось от нескольких секунд до почти часа. Значение тока регистрировалось непосредственно перед переходом к следующему значению напряжения. В результате измерений показано, что с увеличением времени работы происходит рост температуры подложки с 21 до 45°C. При этом существенные изменения формы ВАХ происходят при напряжениях более 3 В и соответствующей подаваемой электрической мощности более 300 мВт.

На рисунке 2 показаны спектры электролюминесценции (ЭЛ) для светодиода LXML-PM01-0080, измеренные при токах 20, 100, 350 и 700 мА в зависимости от температуры нагрева. Температура нагрева изменялась от 21 до 100°С. При увеличении тока происходит смещение положения максимума спектров ЭЛ в коротковолновую область. При этом с увеличением температуры интенсивность спектров падает и происходит их смещение в сторону меньших энергий, обусловленное температурным сужением запрещенной зоны.





Рис. 1. Вольт-амперные характеристики и температура подложки светодиода LXML-PB01-0023 в зависимости от времени измерений.

Рис. 2. Спектры ЭЛ для светодиода LXML-РМ01-0080 в зависимости от температуры при значениях тока: 20, 100, 350 и 700 мА.

На основании результатов измерения оптической мощности СД и учета индикатрисы излучения получены зависимости к.п.д и внешней квантовой эффективности светодиодов в зависимости от температуры и времени работы. Измерения оптической мощности излучения светодиодов LXML-PB01-0023 и LXML-PM01-0080 происходили одновременно с измерениями вольт-амперных характеристик. У "синего" СД LXML-PB01-0023 внешняя квантовая эффективность достигала максимума при 3 В. Повышение тока до номинального значения (700 мА) приводило к уменьшению

эффективности на 16 %. При увеличении времени измерений от 3.45 с до 57 мин. 30 с происходило дальнейшее падение эффективности при токе 700 мА еще на 7 %. Теоретические оценки показали, что в исследуемом временном интервале процесс теплообмена светодиодного кристалла с подложкой можно считать стационарным и, следовательно, эффективность излучательной рекомбинации будет определяться температурой (кристалла) светодиодной подложки при заданном токе инжекции.

На рисунке 3 представлены внешняя квантовая эффективность, в относительных единицах в зависимости от напряжения при различных температурах нагрева "зеленого" светодиода LXML-РМ01-0080 (быстрые измерения для минимизации дополнительного перегрева активной области). Из рисунка видно, что максимальная квантовая эффективность уменьшается на 30% с ростом температуры до 100°С, причем с нагревом происходит значительное уменьшение напряжения в максимуме эффективности СД. На рисунке 4 представлена внешняя квантовая эффективность в зависимости от падения напряжения на *p-n* переходе при увеличении температуры нагрева от 21 до 100°С. Напряжение на *p-n* переходе определялось исключением вклада последовательного сопротивления светодиода. Температурные зависимости напряжения на *p-n* переходе, при котором достигается максимум квантовой эффективности, и порога подвижности $E_{\bullet}(T)$ совпадают с точностью до 3 kT. Порог подвижности носителей $E_g(T)$ определялся по низкоэнергетическому краю спектров фототока СД [1]при температурах от 21 до 100°С. По-видимому, падение эффективности происходит при инжекции носителей, максимум распределения по энергиям которых удалён от края подвижности на величину меньшую 3kT, т.е. когда заметная часть (более 5 %) инжектируемых носителей имеет энергию достаточную для преодоления порога подвижности и, соответственно, может быть захвачена безызлучательными центрами рекомбинации.



Рис. 3. Внешняя квантовая эффективность для светодиода LXML-PM01-0080 в зависимости от напряжения при различных температурах.

등 0,28 H 0,26 • (7) 0,24 9,22 0,20 0,18 0,16 0,14 0,14 0,10 0,10 0,08 Температура 0,14 21°C ٠ ۸ 50°C 60°C с 0,08 0,06 0,04 0,02 0,00 2 v 0,08 80°C ٠ LXML-PM01-0080 100°C Максимуи 2,2 2,3 2,4 2,5 2,6 2,7 2,8 2,9 3,0 2,0 2,1 Напряжение на p-n переходе [В]

Рис. 4. Внешняя квантовая эффективность для светодиода LXML-PM01-0080 в зависимости от напряжения на p-n переходе при различных температурах.

[1] Н.И.Бочкарева, Д.В.Тархин, Ю.Т.Ребане, Р.И.Горбунов, Ю.С.Леликов, И.А.Мартынов, Ю.Г.Шретер, ФТП, 41 (1), 88 (2007)

TEMPERATURE INFLUENCE ON REBEL LEDs EFFICIENCY

E. V. Lutsenko, <u>A. V. Danilchyk*</u>, M. V. Rzheutski, V. Z. Zubialevich, V. N. Pavlovskii, G. P. Yablonskii. Stepanov Institute of Physics of NASB, Independence Ave. 68, 220072 Minsk, Belarus phone.: +375 17 2949025, e-mail: a.danilchyk@ifanbel.bas-net.by

Electroluminescence, optical power, bias voltage as functions of time and housing temperature of powerful light emitting diodes with the InGaN active region were investigated. The reductions of value and low-voltage shift of the efficiency maximum of light emitting diodes were demonstrated with both housing temperature increase and time. The values of InGaN effective band gap depending on temperature are determined using the efficiency maximum and current-voltage characteristic correlation. An influence of temperature change of the active region band gap on the quantum efficiency kinetics and on the temperature shift of the efficiency maximum is discussed.

ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ InGaN/GaN ГЕТЕРОСТРУКТУР, ВЫРАЩЕННЫХ НА НЕПОЛЯРНЫХ ПОДЛОЖКАХ LIAIO2

Е. В. Луценко¹, <u>А. В. Данильчик¹</u>*, Н. В. Ржеуцкий¹, В. Н. Павловский¹, Г. П. Яблонский¹, М Хойкен², Б. Шинеллер², И. Дикме², Х. Беменбург², Х. Калиш³, Р. Х. Янсен³, Т. С. Вен³ ¹ Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси,

Пр. Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь, *a.danilchyk@ifanbel.bas-net.by

² АО АИКСТРОН, Аахен, ФРГ

³ Институт теоретической электротехники РВТУ, Аахен, ФРГ

Одним из направлений развития нитридной оптоэлектроники является создание эффективных источников поляризованного излучения, которые перспективны для подсветки жидкокристаллических матриц современных мониторов и телевизоров. Степень поляризации излучения InGaN/GaN гетероструктур, выращенных на неполярных типах подложек, может достигать 58 % [1]. Перспективной подложкой неполярного типа для роста нитрида галлия является γ -LiAlO₂. Одним из преимуществ таких подложек является малое рассогласования постоянных решетки с GaN, составляющее 1,7 % и 0.3 % для направлений [11-20] и [0001] соответственно [2]. Поэтому исследование электролюминесцентных свойств гетероструктур, выращенных на подложках γ -LiAlO₂, представляет значительный интерес

Электролюминесцентные тестовые (ЭЛТ) InGaN/GaN гетероструктуры с множественными квантовыми ямами были выращены на неполярных подложках LiAlO₂ методом MOCVD. Они имели следующий дизайн: GaN:Mg⁺(5 nm)\GaN:Mg(150 nm)\GaN(14 nm)\5*{InGaN:Mg\GaN (1 nm\14 nm)}\GaN:Si(500 nm)\LT GaN(5 nm)\GaN:Si(200 nm)\AllnN(150 nm)\InGaN:Mg(25 nm)\LiAlO₂. Толщины слоев оценивались из параметров процесса роста. Для исследования электролюминесценции гетероструктур InGaN/GaN на р- и п- области были нанесены омические контакты. Были исследованы фотолюминесцентные, электролюминесцентные, покс-амперные характеристики, а также фототок при комнатной температуре. Фотолюминесценция (Φ Л) возбуждалась излучением HeCd лазера ($\lambda_{воз6}$ =325 нм). При измерениях степени поляризации излучение электролюминесценции (ЭЛ) пропускалось через пленочный поляризатор. Возбуждение фототока производилось излучением Xe лампы, селектируемым монохроматором MДP-12.

На рисунке 1 представлены спектры ЭЛ в зависимости от тока инжекции. Спектры электролюминесценции исследуемых структур расположены в синей области спектра с максимумом около 470 нм (hv=2.638 эВ). Максимум электролюминесценции смещается в коротковолновую область при увеличении тока от 5 до 90 мА на 10 нм, при этом полуширина спектра увеличивается на 4 нм, что согласуется с литературными данными [3].

Регистрация электролюминесценции производилась для 2-х различных поляризаций излучения. На рисунке 2 приведена зависимость от тока инжекции степени поляризации излучения InGaN/GaN ЭЛТ гетероструктур, выращенных на подложках LiAlO₂. Значение степени поляризации незначительно изменялось в зависимости от тока, и в среднем составило величину ~ 0.35.



Рис. 1. Спектры ЭЛ InGaN/GaN гетероструктур с МКЯ, выращенных на подложках LiAlO₂



Рис. 2. Степень поляризации излучения InGaN/GaN/LiAIO₂ гетероструктур в зависимости от тока инжекции.

В результате измерений оптической мощности для тестовых структур были получены зависимости внешней квантовой эффективности (ВКЭ) в относительных единицах от тока инжекции. Из рисунка 3 видно, что максимум квантовой эффективности достигается при токе 60 мА. Как видно из рисунка 2, именно при максимальной эффективности рекомбинации наблюдается максимальная поляризация излучения. В литературе уменьшение эффективности с ростом тока у структур, выращенных на неполярных подложках, связывают с уменьшением эффективности излучательной рекомбинации и нагревом устройства [3].





Рис. 3. Внешний квантовый выход ЭЛ в зависимости от тока инжекции InGaN/GaN/LiAIO₂ гетероструктур с МКЯ.

Рис. 4. Спектры ЭЛ, ФЛ и фототока InGaN/GaN гетероструктур с МКЯ, выращенных на подложках LiAlO₂.

На рисунке 4 представлены спектры фототока, ФЛ и ЭЛ исследуемых InGaN/GaN гетероструктур (спектр ЭЛ измерен при токе 25 мА). Спектр ФЛ получен при возбуждении излучением HeCd лазера с плотностью мощности ~ 2 Вт/см². Из спектра фототока видно, что InGaN имеет мягкий край поглощения, при этом значение ширины запрещенной зоны InGaN квантовых ям можно оценить как $E_g \sim 2.8$ зВ. Как видно из рисунка, положение спектра фотолюминесценции примерно соответствует положению ширины запрещенной зоны InGaN. Более длинноволновое положение спектров электролюминесценции по сравнению со спектром фотолюминесценции и E_g по-видимому обусловлено с одной стороны значительно меньшей плотностью мощности возбуждения, что при мягком крае поглощения приводит к сильной зависимости положения полосы люминесценции от плотностью возбуждения, а с другой стороны, различной неоднородностью возбуждения.

 T. Koyama, T. Onuma, H. Masui, A. Chakraborty, B. A. Haskell, S. Keller, U. K. Mishra, J. S. Speck,
 S. Nakamura, S. P. DenBaars, Тез. докладов 5-й Всероссийской конф. «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы» (Москва, МГУ, 31 Января – 2 Февраля 2007) с. 8.
 Y. J. Sun, O. Brandt, U. Jahn, T. Y Liu, A. Trampert, S. Cronenberg, S. Dhar, K. H. Ploog. J. Appl. Phys. 92, 5714 (2002).

[3] A. Chakraborty, B. A. Haskell, S. Keller, J. S. Speck, S. P. Denbaars, S. Nakamura and U. K. Mishra Jpn. J. Appl. Phys. 44, 173 (2005).

ELECTROLUMINESCENCE OF InGaN/GaN HETEROSTRUCTURES GROWN ON NONPOLAR LIAIO₂ SUBSTRATES

 E. V. Lutsenko¹, <u>A. V. Danilchyk¹*</u>, M. V. Rzheutski¹, V. N. Pavlovskii¹, G. P. Yablonskii¹, M. Heuken², B. Schineller², Y. Dikme², H. Behmenburg², H. Kalisch³, R. A. Jansen³, T. C. Wen³
 ¹ Stepanov Institute of Physics of NASB, Independence Ave. 68, 220072 Minsk, Belarus phone +375 17 2949025. e-mail: a.danilchyk@ifanbel.bas-net.by
 ² AIXTRON AG · Kackertstrasse 15-17, 52072 Aachen Germany

³ RWTH Aachen, Templergraben 55, 52062 Aachen Germany

We have demonstrated blue electroluminescence of test structure (ELT) grown on γ -LiAlO₂ by metal organic chemical vapor deposition method. An electroluminescence emission was observed with peak position at ~470 nm. Maximal external quantum efficiency was obtained at 60 mA at DC excitation. Polarization degree of the electroluminescence reached ~ 35 %. From the soft edge of photocurrent, band gap value was estimated to be about 2.8 eV which correlates with photoluminescence peak position.

QUANTUM EFFICIENCY STUDY FOR HIGH POWER NITRIDE LED

D. Lee, D. Byrne, F. Lu and W. Quinn

VEECO TurboDisc Operations, 394 Elizabeth Avenue, Somerset NJ, USA, e-mail: dlee@veeco.com

Nitride LED performance has been improved greatly in recent years and the application of LEDs can be extended further. The LED application expansion depends on efficiency, reliability and overall cost, especially for the areas requiring high brightness LEDs such as television displays and general lighting. Most high power LEDs have relatively good quantum efficiencies at low current operations, but not in high current operations. This is well known as "LED efficacy droop."

Better efficiency in high current operation requires special structures and high quality active layers using a proper growth mode. We have studied quantum efficiencies in high power LEDs. Our study reveals a way to examine the possible structures and the nitride material quality for the high power operation of LEDs. We have investigated different structures and growth conditions in active layers using temperature dependent PL and EL for internal quantum efficiency (IQE) and external quantum efficiency (EQE). We have also investigated the PL efficiency (PLE). The comparison of IQE, EQE, and PLE with brightness indicates the importance of quantum efficiencies at high carrier density. The result at above room temperature (320K) ensures the efficiency of high current operation, and the low temperature data allows us to check the nature of excitonic transitions. Our recent study of junction placement indicates the importance of abrupt interfaces.

LED samples have different active layers, but identical p-side and n-side layers and all samples have blue emission around 460 nm. Sample SQW has a single QW only, MQW has 4 QWs with a growth temperature change in well and barrier, and X2542 and X2549 have additional InGaN/GaN SL.

Samples have been measured for PLE, IQE, EQE, and brightness at different temperatures (10k to 320k). The PLE experiment uses variable pump power density at room temperature that is applicable to a production test to screen samples. IQE evaluation comes from temperature dependent PL measurements. EQEs have been interpreted by the slope of electroluminescence (EL) intensity from low current (20mA) to high current (100mA) at different temperatures (10k to 320k). Samples have been fabricated and checked for their brightness. MQW with SL structure have shown relatively high brightness for high power operation. However, SQW LEDs have very high efficiency in high current operation.

We have compared the same structured samples with different growth parameters to have the optimum conditions. X2542 with normal active layer growth has the highest IQE (~35%) with reasonable PLE and EQE with linear temperature dependence. X2549 was grown with a slow growth rate and has the lowest IQE (~20%), but the highest PLE and EQE values. Figure 1 shows the importance of growth rate in the active layers. The slower growth rate of QWs results in a "S" shape of peak lambda profile in temperature dependent EL, which represents excitonic nature (localized states). This transition results in various shift of the peak wavelength with temperature, but very stable for different current operation. X2549 has higher EQE at most temperatures compared to X2542 which has a higher EQE only at the lowest temperatures. Figure 2 shows PLE for these LEDs. The SL MQW LED with slower growth rate shows higher efficiency like QE based on EL. All PL for PLE measurements use tunable femto-second pulse laser (around 400nm), which ensure to excite only active QWs with sufficient carrier density, similar to the high current operation of high power LEDs.

We have compared LEDs with different structures and growth conditions using temperature dependent quantum efficiency measurements in order to check the capability of high current operation. SL MQW LEDs have been used to show the importance of growth rate and the variety of quantum efficiency measurements. The simple IQE measurements by temperature dependent PL usually gives so many variables, and IQE by EL also has limit of low current operation. However, PLE measurement with short pulse laser excite active layer only with sufficient carrier density without the dependency of p-n junction. This would be used as a handy development tool and as a simple non-destructive test at room temperature.





Fig. 2: Temperature dependent PLE for X2542 and X2549.

ИССЛЕДОВАНИЕ КВАНТОВОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ МОЩНЫХ НИТРИДНЫХ СВЕТОДИОДОВ.

D. Lee, D. Byrne, F. Lu and W. Quinn

VEECO TurboDisc Operations, 394 Elizabeth Avenue, Somerset NJ, USA, e-mail: dlee@veeco.com

Расширение области использования светодиодов зависит от улучшения их параметров. Современные нитридные светодиоды имеют относительно высокую эффективность при малых токах, но заметно меньшую при больших плотностях тока. Данная работа посвящена исследованию данного негативного явления, взаимосвязи его проявления с рядом других свойств выращенных структур, их дизайна и режимов выращивания.

ЛЮМИНОФОРНЫЙ СЛОЙ В ФОРМЕ КАПЛИ В БЕЛЫХ СВЕТОДИОДАХ

А.А. Богданов, Л.М.Втюрина, А.В. Феопентов*

ЗАО Светлана-Оптоэлектроника. Пр. Энгельса, д.27, 194156, Санкт-Петербург, тел. +7(812)7030426, e-mail: A.Feopentov@gmail.com;

В настоящее время во многих типах белых светодиодов, в том числе и мощных, применяется такой конструктивный элемент как отражатель. В объеме отражателя размещается светоизлучающий чип и люминофорная смесь. Одной из основных функций отражателя является удержание люминофорной смеси. Преимущества конструкции светодиода без отражателя состоят в повышении надежности сборки и уменьшении размера источника белого света.

Задача данной работы состоит в том, чтобы создать вариант конструктивного исполнения мощного белого светодиода без отражателя с конформным люминофорным слоем (conformal phosphor coating, слой с мало зависящей от угла радиальной толщиной) и эффективностью не меньшей, чем у светодиода с люминофорным слоем в отражателе.

Эксперименты по созданию нового люминофорного слоя проводились на мощном белом светодиоде ИРС-50, разработанном и выпускаемом ЗАО «Светлана-Оптоэлектроника», характеристики которого подробно описаны в статье [1]. Люминофорный слой был изготовлен в форме полусферической капли, расположенной на подкристальной плате (см. рис.1). В люминофорной смеси и при заполнении лунки пластиковой линзы использовались силиконовые компаунды. В люминофорной смеси был использован компаунд, относящийся к категории оптических эластомеров (elastomer), а для создания оптического контакта между люминофорным слоем и линзой – компаунд из категории оптических гелей (gel).



Рис.1. Люминофорный слой в отражателе (а); люминофорный слой в форме капли (b). 1 – отражатель; 2 – чип; 3 – лунка линзы, заполненная компаундом;

4 – люминофорная смесь; 5 – подкристальная плата

Использование двух компаундов с разными свойствами – принципиальная, отраженная в патентной заявке [2], особенность реализованной в производстве мощных белых светодиодов технологии «пластик-гель». Сохранение цветности излучения светодиода со временем обеспечивается тем, что твердость компаунда люминофорной смеси достаточно высока (около 50 ед. класса A по Шору). Как показали предварительные эксперименты, при использовании компаунда с недостаточной твердостью частицы люминофора со временем отдаляются от поверхности чипа, за счет чего цвет излучения смещается к синей области.

Для создания оптического контакта между люминофорным слоем и линзой применяется компаунд, имеющий заметно меньшую твердость, чем компаунд люминофорной смеси. В таком случае при установке пластиковой линзы объем компаунда в лунке линзы деформируется люминофорным слоем, а не наоборот. Отсутствие деформации люминофорного слоя при установке пинзы позволяет выполнять операцию ее монтажа с большей технологичностью по сравнению с процессом, включающим установку линзы на светодиод с последующими заполнением лунки компаундом и отверждением компаунда.

Для сопоставления эффективности светодиоды с люминофорным слоем в форме капли сравнивались со светодиодами стандартного исполнения, люминофорный слой в которых располагается в отражателе, изготовленном из пластика белого цвета. Чипы для всех светодиодов подбирались таким образом, чтобы их мощность излучения лежала в диапазоне 130–140 мВт (при токе 350 мА). В последующей обработке полученных данных использовались параметры только тех светодиодов, цветность излучения которых попала в диапазон, заданный по координате цветности *х* диаграммы МКО1931 от 0,360 до 0,370. Основные параметры светодиодов полученной выборки (200 шт.) приведены в таблице 1.

Вариант исполнения люминофорного слоя	Мощность излучения, мВт	Световой поток, лм	Световая эффективность, лм/Вт	Световая отдача, лм/Вт
в отражателе	116 ± 7	35 ± 2	303 ± 3	33 ± 3
в форме капли (без отражателя)	110 ± 3	33 ± 1	300 ± 5	31 ± 1

Таблица 1 - основные параметры светодиодов при токе 350 мА

При оценке эффективности использовался метод, изложенный в работе [3], в котором эффективность преобразования энергии в белом светодиоде определяется как отношение мощности излучения белого светодиода к мощности излучения синего светодиода при условии, что белый светодиод конструктивно отличается от синего только наличием зерен люминофора. Эффективность преобразования в белом светодиоде с отражателем составила $0,58 \pm 0,03$, а в светодиоде без отражателя – $0,55 \pm 0,02$. Предельное значение эффективности преобразования белого светодиода в конструктиве ИРС-50 для данного диапазона цветности излучения, с люминофором с квантовой эффективностью 90 %, коэффициентом отражения 9 %, и с чипом МК-24, составляет 0,69. Таким образом, разница между предельной и достигнутой в эксперименте эффективностью преобразования составила составила сотражателем около 0,13. То есть энергетически вариант конструктивного исполнения с отражателем оказался более эффективен.

При близких значениях световой эффективности (см. таблицу 1), обусловленных схожими спектрами излучения и цветностью излучения, это приводит к тому, что светодиоды с отражателем опережают светодиоды с люминофорным слоем в форме капли по световому потоку на 2 лм и по световой отдаче на 2 лм/Вт при номинальном рабочем токе 350 мА.

По итогам работы сделаны следующие выводы. Создан вариант белого светодиода, в котором люминофорный слой не требует наличия отражателя. Исключение из конструкции отражателя, несомненно, повышает технологичность при массовой сборке светодиодов. Также выяснилось, что переход к конформному люминофорному слою повышает угловую однородность цветности излучения светодиода (color spatial uniformity). Последний вопрос подлежит более подробному изучению в ходе последующих работ. Тем не менее, следует отметить, что в рассмотренном варианте улучшение технологичности и, возможно, цветовой однородности излучения достигнуто за счет некоторой потери по световому потоку относительно белого светодиода с отражателем.

[1] Богданов А.А., Васильева Е.Д., Зайцев А.К. Светотехника, №3, с. 12-19 (2007).

[2] Патентная заявка №2007129018/28(031598). Светодиод с двухслойной компаундной областью/

Богданов А.А., Нахимович М.В. Феопентов А.В.- Приоритет от 24.07.2007.

[3] Богданов А.А., Феопентов А.В. Светотехника, №4, с. 32-34 (2007).

THE DROP-SHAPED PHOSPHOR LAYER IN THE WHITE LEDS

A.A. Bogdanov, A.V. Feopentov*, L.M. Vtyurina

Svetlana-Optoelectronics JSC. Pr. Engelsa, 27, 194156, Saint-Petersburg, Russia tel. +7(812)7030426, e-mail: A.Feopentov@gmail.com

At present time in many types of LEDs (Light-Emitting Diodes) such element as the reflector cup is used. One of the main functions of the reflector is to hold the phosphor mix. The elimination of the reflector can give some advantages: improved reliability of the package technology, reduced size of the white light source, improved color spatial uniformity.

The objective of this work was to create power white LED package without the reflector cup but with the conformal phosphor coating instead. As a result of work, such package with the phosphor layer in the form of a hemispherical drop was created. The effectiveness of the package technology was improved but in exchange for the little loss of the luminous flux. The color spatial uniformity of LED with drop-shaped phosphor layer is a matter for further research.

ИССЛЕДОВАНИЯ СВЕТОДИОДОВ КРУГОВОГО ДЕЙСТВИЯ ВО ВНЕШНИХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ И ПАРАБОЛОЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ОТРАЖАТЕЛЯХ

<u>Э.М. Гутиайт¹*, Л.М.Коган², И.Т. Рассохин², А.М. Сидоров³</u>

¹ Московский энергетический институт (Технический университет), Красноказарменная ул., 13, 111250, Москва, тел. +7(495)4337551, e-mail: edgut@migmail.ru; ² ООО «НПЦ ОЭП «ОПТЭЛ», Щербаковская ул., 53, 105187, Москва; ³ ΦГУП «НПП ВНИИЭМ», Москва.

Представлены результаты измерений и расчётов кривых сил света (КСС), изокандел и распределений освещённостей (РО) от светильников, содержащих цилиндрические (ЦО) и параболоцилиндрические отражатели (ПЦО) с двумя светодиодами кругового действия (СКД) типа У-360 Бл, которые были разработаны и выпускаются в НПЦ «ОПТЭЛ» [1,2]. На рис.1 приведен эскиз экспериментального макета ЦО, а на рис.2 показана измеренная КСС У-360 Бл. Как видно из рис.1, плоские боковые стенки ЦО, где расположены СКД, наклонены под углом около 45⁰ для того, чтобы максимальное излучение каждого СКД было направлено перпендикулярно оси ЦО.



Рис. 1. Эскиз цилиндрического отражателя с двумя СКД типа У-360 Бл.



Рис. 2. КСС СКД типа У-360 Бл.

В процессе исследований изменяли размер w, показанный на рис.1, и на рис.3 и 4 приведены измеренные PO на расстоянии 0,5 м от ЦО для различных положений СКД. Как видно из этих рисунков, смещение СКД вглубь отражателя (w = 17 мм) от его середины (w = 25 мм) приводит к увеличению максимальной освещённости от 220 до 260 лк. Полученные результаты свидетельствуют о том, что исследованный ЦО обеспечивает высокую равномерность PO на площадке 30 x 25 см² и может быть использован для местного освещения.



Рис. 3. Освещённости в продольном направлении.



Рис. 4. Освещённости в поперечном направлении.

Заметим, что в экспериментальном макете были использованы СКД со световыми отдачами около 40 лм/Вт. При изготовлении СКД с современными чипами освещённость должна увеличиться вдвое. Ещё более высокие значения освещённостей с несколько худшим РО в поперечном направлении могут быть получены от ПЦО, параметрическая модель которого показана на рис.5. Это подтверждают расчёты, выполненные в системе TracePro [3] с получением от ПЦО изокандел (рис. 6,а), на основание которых по программе Краснопольского и Гутцайта [4], составленной в Матлабе с использованием сглаживающих сплайнов, были рассчитаны РО вдоль и поперёк ПЦО на расстоянии 1 м (рис.6,6). Графики на рис.6 соответствуют случаю, когда центры СКД находятся в фокальных точках параболического профиля.



Рис. 5. Модель параболоцилиндрического отражателя с СКД.

Рис. 6. Изоканделы (а) и РО (б) от ПЦО.

В докладе будут приведены цветные иллюстрации изокандел, где каждый участок силы света представлен соответствующим цветовым оттенком и существенно отличается по качеству от чёрнобелого изображения, показанного здесь на рис.6,а.

Кроме того, будут представлены результаты расчётов изокандел и РО для различных размеров ЦО и ПЦО, углов наклона боковых поверхностей и расположений на них СКД.

[1] www.optelcenter.com.

[2] Коган Л.М., Рассохин И.Т., Гофштейн-Гардт А.Л., Флегонтов Б.К. Полупроводниковый излучатель для круговых навигационных огней // Свидетельство на полезную модель № 22653 от 05.10.2001.

[3] Гутцайт Э.М., Милютин Д.В., Сидоров А.М., Коган Л.М., Рассохин И.Т. Расчеты и измерения КСС светодиодов кругового действия // VI МСК «Свет без границ!», Тезисы докладов.-Калининград, Светлогорск. 19-21 сент. 2006.- С.81,82.

[4] Гутцайт Э.М., Краснопольский А.Е., Милютин Д.В. Расчёты светодиодных модулей для местного освещения // Светотехника, 2007. № 4. С.52 - 56.

RESEARCHES OF LIGHT-EMITTING DIODES OF CIRCULAR ACTION IN EXTERNAL CYLINDRICAL AND PARABOLA WITH CYLINDER REFLECTORS

E.M.Gutzeit¹*, L.M.Kogan², I.T.Rassohin², A.M.Sidorov³

¹ Moscow power institute (Technical university),

Street Krasnokazarmennaja, 13, 111250, Moscow, ph. +7 (495) 4337551, e-mail: edgut@migmail.ru; ² Open Companies « NPC OED «OPTEL», street Shcherbakovskaja, 53, 105187, Moscow; ³ FGUP « NPP VNIIEM », Moscow.

Results of measurements and calculations isocandels and illuminations from the offered light device containing cylindrical reflectors with two light-emitting diodes with circular action, located on inclined lateral walls are presented. The considered light device can be used for local illumination.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ ЦВЕТНОЙ КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В РЭМ ДЛЯ ВЫЯВЛЕНИЯ И ЛОКАЛИЗАЦИИ ДЕФЕКТОВ В СВЕТОДИОДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ InGaN/AIGaN/GaN

<u>П.В. Иванников¹</u>*, А.И. Габельченко¹, П.А. Мирошников¹, М.В. Чукичев¹, А.Э. Юнович¹, М.А. Агапов², Е.Д. Васильева², Б.С. Явич² ¹ МГУ им. Ломоносова, Физический факультет. Ленинские горы, дом 1, строение 2, 119991, Москва, тел. +7(495)9394829, e-mail: petr@ccl.msu.su; ² ЗАО «Светлана-Оптоэлектроника». а/я 78, 194156, г. Санкт-Петербург;

Исследования светодиодных гетероструктур на основе InGaN/AlGaN/GaN методами цветной катодолюминесценции (ЦКЛ) и цветной катодолюминесценции с высоким спектральным разрешением (ЦКЛ-ВСР) в РЭМ проведены с целью выявления и локализации ростовых дефектов в структурах и определения их влияния на свойства светодиодов. Исследования проводились с помощью РЭМ «СТЕРЕОСКАН МК IIА», оснащенного трехканальный приставкой для получения КЛ изображений в режиме реальных цветов, сопряженной с компьютером и дополнительным интегрирующим предусилителем для сигнала наведенного тока.

Для спектрального анализа КЛ излучения в реальных цветах использовались широкополосные перекрывающиеся светофильтры, имеющие максимумы пропускания на длинах волн 450 нм – В, 540 нм – G и 670 нм – R, аналогичные по своим характеристикам, применяемым в цветном телевидении. Для спектрального анализа (ЦКЛ-ВСР) использовался дополнительный набор из 11 светофильтров с полосой пропускания ~ 30*нм* и 40*нм*, с максимумами полос пропускания на длинах волн 420, 450, 480, 510, 540, 570, 600, 640, 680, 720, 760 *нм*.

Метод композитного контраста цветной катодолюминесценции и вторичной электронной эмиссии (ЦКЛ+ВЭ) позволяет на одном изображении установить пространственную корреляцию между топографией поверхности и распределением центров люминесценции.

Исследованы серии светодиодных структур, выращенных в лаборатории фирмы «Светлана-Оптоэлектроника». Каждая серия отличалась от других параметрами роста: количеством периодов буферной сверхрешетки, относительной степенью легирования сверхрешетки, степенью легирования n- и p- областей и числом квантовых ям в активном слое.

Во всех образцах обнаружена желтая полоса катодолюминесценции GaN, которая насыщается при больших плотностях возбуждения и, наоборот, увеличивает свою интенсивность относительно синей полосы при расфокусировке пучка (уменьшении плотности возбуждения). Желтая линия была обнаружена как в буферной, так и в активной области, причем в некоторых образцах ее интенсивность в обеих областях была практически одинакова, что свидетельствует о дефектах в буферном слое, которые проникают в активную область в процессе роста.

Исследования зависимости ЦКЛ-сигнала от ускоряющего напряжения выявили существенную пространственную неоднородность диффузионной длины в р-области. Неоднородность диффузионной длины, может быть связана как со структурными дефектами, так и неоднородностью легирования.

Во всех образцах в режиме ЦКЛ и ЦКЛ-ВСР обнаружена пространственная неоднородность интенсивности КЛ-излучения в активной области. В некоторых структурах с помощью метода ЦКЛ-ВСР удалось обнаружить и оценить количественно пространственную неоднородность положения максимума основной полосы излучения в активной области, что, по-видимому, связано с флуктуациями содержания индия в квантовых ямах вдоль плоскости гетероструктуры (Рис.1.). Характерные размеры этих неоднородностей 2-10 мкм.

При сравнительном исследовании эпитаксиальных структур с квантовыми ямами, выращенных на 2-х различных установках, в режиме ЦКЛ удалось установить различия в интенсивности катодолюминесценции. В режиме ЦКЛ-ВСР также удалось выявить спектральную неоднородность КЛ-излучения.



Рис.1. Изображения участков двух различных структур полученных в режиме ЦКЛ-ВСР и спектральные характеристики примененных узкополосных светофильтров. Ширина изображений а),б) - 50 µm.

APPLICATION OF NARROW-BAND COLOR CATHODOLUMINESCENCE SEM-MODE TO THE STUDY OF DEFECTS IN IngaN/AlgaN/GaN-HETEROSTRUCTURES.

<u>P.V. Ivannikov¹*</u>, A.I. Gabelchenko¹, P.A. Miroshnikov¹, M.V. Chukichev¹, A.E. Yunovich¹, M.A. Agapov², E.D. Vasileva², B.S. Yavich²

¹ Moscow State University, Physics Department, Leninskie Gory, 119992 Moscow, Russia,

phone: +7(495)9394829, e-mail: petr@ccl.msu.su;

² JSC "Svetlana–Optoelectronica", 194156, St.-Petersburg, Russia;

One of the effective method for GaN structure characterization is use the SEM in the color cathodoluminescence (CCL) mode. The CCL system can operate with a standard RGB-set of optical filters for obtaining true color image. To improve spectral resolution we used a set of narrow band filters that have overlapped spectral characteristics with the maximal transparencies at the wavelengths: 420, 450, 480, 510, 540, 570, 600, 640, 680, 720, 760 nm.

This method was applied to study defects in InGaN/AlGaN/GaN LED structures grown by MOCVDtechnique. A new method allowed visualizing spectral non-homogeneity of luminescence in quantum wells in some LEDs structures. For all specimens non-homogeneity of quantum efficiency was discovered, with the typical size of non-homogeneous field of 2-10 microns. Considerable spatial non-homogeneities of diffusion length in p-area were discovered by variation of beam acceleration voltage.

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ РЕКОМБИНИАЦИИ В AIGAN ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ, ВЫРАЩЕННЫХ ДИСКРЕТНОЙ СУБМОНОСЛОЙНОЙ МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВОЙ ЭПИТАКСИЕЙ

<u>В.Н. Жмерик¹*</u>, А.М. Мизеров¹, Т.В.Шубина¹, А.В.Сахаров¹, К.Г. Беляев¹, М.В.Заморянская¹, А.А.Ситникова¹, П.С.Копьев¹, Е.В.Луценко², А.В.Данильчик², Н.В.Ржеуцкий², Г.П.Яблонский², С.В. Иванов¹

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, 194021, Санкт-Петербург, тел. +7(812)2927124, e-mail: <u>imerik@pls.ioffe.ru</u>

²Институт общей физики им.Б.Я.Степанова, пр.Независимости, 68, 220072, Минск, Белоруссия

Значительный прогресс различных технологий роста гетерострукур на основе Al_xGa_{1-x}N с высоким x>0.3 уже позволил наладить опытное производство светоизлучающих диодных источников ультрафиолетового излучения (УФ СИД) в диапазоне длин волн (λ) от 245 до 365 нм Однако относительно небольшая эффективность излучательной рекомбинации в [1]. квантоворазмерных AlGaN гетероструктурах, сложности их р- и п-легирования обуславливают недостаточно высокие значения выходной мощности УФ СИД (~1 мВт) при эффективности менее 1% (при λ <300 нм) и ограниченном сроке службы на уровне нескольких сотен часов. Наряду с газофазными технологиями для эпитаксиального роста AlGaN гетероструктур интенсивно развиваются технологии молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) с использованием аммиака или плазменно-активированного азота, с помощью которых уже получены первые УФ СИД [2,3]. Основным достоинством технологий МПЭ являются уникальные возможности прецизионного контроля гетероструктур на атомарном уровне благодаря хорошо развитым методам диагностики процессов роста и способности относительно легко и быстро изменять ростовые параметры, в т.ч. обеспечивать дискретную (импульсную) подачу атомарных пучков III группы и активированного азота в зону эпитаксиального роста. В докладе рассматриваются особенности роста слоев Al_xGa_{1-x}N (х=0-1) и гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) на их основе с использованием дискретной субмонослойной эпитаксии (ДСЭ) в процессе МПЭ с плазменной активацией (ПА). Анализируются различные стехиометрические условия роста с целью повышения эффективности излучательной рекомбинации структур в спектральном диапазоне 280-320 нм.

Слои AlGaN (x=0-1) с типичной толщиной ~1 мкм были выращены на установке МПЭ ПА Compact21T (RIBER) на подложках с-Al₂O₃ с использованием различных значений отношения потоков атомов III группы к потоку активированного азота F_{III}/F_{N} =0.8-1.7 и варьированием температуры подложки от 650 до 740°C, что обеспечивало широкий диапазон стехиометрических условий - от азот- до металлообогащенных. При росте КЯ использовался режим ДСЭ, т.е. каждая КЯ представляла собой сверхрешетку 5×(GaN/Al_{0.55}Ga_{0.45}N) с номинальной толщиной GaN вставок менее ~1 монослоя, что легко обеспечивало варьирование среднего содержания Al в КЯ до 0.3 при неизменных всех остальных параметрах роста. Структурные свойства образцов характеризовались с помощью растровой и просвечивающей электронной микроскопии (РЭМ и ПЭМ), в т.ч. и с высоким разрешением. Измерения состава слоев проводились с помощью рентгеноспектрального микроанализа (РСМА). Край фундаментального поглощения слоев измерялся с помощью спектров оптического пропускания, а для измерений спектров фотолюминесценции (ФЛ) в качестве источника возбуждения использовалась 5 гармоника АИГ:Nd лазера (λ =213 нм).

Характеризация слоев в полном диапазоне составов, показала, что для зависимости ширины запрещенной зоны $E_g(x) = x \cdot E_g^{AIN} + (1-x) \cdot E_g^{GaN} - b \cdot x(1-x)$ наилучшая аппроксимация во всем диапазоне х достигается при значениях $E_g^{GaN} = 3.42 \pm 0.02$ эВ, $E_g^{AIN} = 6.08 \pm 0.02$ эВ и $b = 1.1 \pm 0.1$ эВ, как показано на рис.1а. Спектры ФЛ слоев Al_xGa_{1-x}N имели, как правило, одиночный пик, положение которого в первую очередь определялось содержанием Al. Минимальная измеренная при 300К длина волны ФЛ для слоя Al_{0.93}Ga_{0.07}N составила 230 нм. Спектры ФЛ слоев продемонстрировали заметный стоксов сдвиг основного одиночного пика ФЛ относительно края фундаментального поглощения, составившего для слоев с x=0.4-0.7 примерно 150-200 мэВ. Причем для слоев, выращенных в Nобогащенных условиях, этот сдвиг был несколько выше и, кроме того, для них в несколько раз возрастала интенсивность ФЛ по сравнению со слоями, полученными в металл-обогащенных условиях. Эти результаты подтверждают данные работы [3], где наблюдались аналогичное поведение спектров, что связывалось с образованием локализованных состояний в объемных слоях AlGaN, выращенных в N-обогащенных условиях.



Рис.1. *а*-Зависимость ширины запрещенной зоны объемных слоев $Al_xGa_{1-x}N$ (E_g) от содержания Al (x). Точки соответствуют измерениям состава с помощью PCMA, а кривая- расчетной кривой; *b*- Температурная зависимость спектров ФЛ структуры $3 \times Al_0 4Ga_0 6N/Al_{0.55}Ga_{0.45}N$.

Новым результатом работы является наблюдение в структуре $3 \times Al_{0.40}Ga_{0.60}N/Al_{0.56}Ga_{0.44}N$, выращенной в Ga-обогащенных условиях, относительно интенсивной ФЛ, которая сопоставима с интенсивностью ФЛ объемных слоев близких составов, выращенных в N-обогащенных условиях. Для этой структуры основной пик ФЛ, соответствующий люминесценции из КЯ, сдвинут на ~600 мэВ относительно края поглощения, определяемого материалом барьерных слоев. Данная интерпретация спектра подтверждается существенно меньшим стоксовым сдвигом одиночных пиков в спектрах ФЛ объемных слоев с тем же содержанием Al, что барьерные слои и КЯ гетероструктуры. Кроме того, при низких температурах в спектрах этой структуры наблюдается дополнительный коротковолновый пик, соответствующий ФЛ объемного слоя $Al_{0.55}Ga_{0.45}N$ (рис.1b). С увеличением температуры этот пик быстро исчезает, и то связано с быстрым уменьшением концентрации неравновесных носителей в барьерных и буферных слоях за счет улучшения транспорта неравновесных носителей заряда в КЯ из-за возрастания их подвижности. С использованием Ga-обогащенных условий также была выращена гетероструктура примерно с тем же содержанием Al в барьерных слоях и КЯ, которая продемонстрировала электролюминесценцию с основным пиком с $\lambda \sim 320$ нм.

Таким образом, исследованы свойства слоев $Al_xGa_{1-x}N(x=0-1)$, выращенных при различных стехиометрических условиях, которые продемонстрировали ФЛ в диапазоне длин волн от 230 нм. Впервые продемонстрирована возможность получения AlGaN-гетероструктур с КЯ методом дискретной субмонослойной эпитаксии с использованием металл-обогащенных условий МПЭ ПА, которые демонстрируют ФЛ и электролюминесценцию в диапазоне $\lambda=280$ до 320 нм.

- [1] J. Deng et al., Jap. J. Appl. Phys., 46, L263 (2007).
- [2] S. Nikishin, M. Holtz, H. Temkin, Jpn.J.Appl.Phys., 44, 7221 (2005).
- [3] A. V. Sampath et al., J. Electronic Materials 35, 641 (2006).

INCREASING EFFICIENCY OF RADIATIVE RECOMBINATION IN AIGAN HETEROSTRUCTURES WITH QUANTUM WELLS GROWN BY DISCRETE SUBMONOLAYER MOLECULAR BEAM EPITAXY

<u>V.N. Jmerik¹*</u>, A.M. Mizerov¹, T.V. Shubina¹, A.V. Sakharov¹, K.G.Belyaev¹, M.V.Zamoryanskaya¹, A.A. Sitnikova¹, P.S. Kop'ev,¹ E.V. Lutsenko², A.V. Danilchyk², N.V. Rzheutskii², G.P. Yablonskit², S.V. Ivanov¹

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

² Stepanov Institute of Physics of NAS Belarus, Independence Ave. 68, Minsk 220072, Belarus

The paper reports on growth of AlGaN-layers in a full range of composition under different stoichiometric conditions. The successful application of the discrete (digital) submonolayer plasma-assisted molecular beam epitaxy under group-III rich conditions for the growth of AlGaN-based quantum-well hetero-structures exhibiting photo- and electroluminescence within range of λ =280-320 nm has been reported.

АНАЛИЗ НЕТЕРМИЧЕСКИХ МЕХАНИЗМОВ ПАДЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ НИТРИДНЫХ СВЕТОДИОДОВ

<u>С.Ю.Карпов¹*, К.А.Булашевич^{1,2}, В.Ф.Мымрин¹</u>

 ¹ ООО «Софт-Импакт», пр. Энгельса 27, 194156, С.-Петербург тел. +7(812)5544570, e-mail: karpov@softimpact.ru;
 ² ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, ул.Политехническая 26, 194021, С.-Петербург

Падение эффективности излучения нитридных светодиодов (СД) при высоких плотностях тока является основным фактором, сдерживающим массовое применение этих приборов в устройствах твердотельного освещения. Пик эффективности у СД зеленого, синего и фиолетового спектральных диапазонов обычно достигается при плотностях тока от 1 до 30 А/см², а затем эффективность падает в 1.5-2.5 раза при плотностях тока более, чем 300 А/см². Такое поведение наблюдается как в режиме непрерывного излучения, так и при импульсной накачке, исключающей влияние тепловых эффектов на квантовый выход излучения.

В данной работе сообщается о результатах теоретического анализа нетермических механизмов, способных привести к падению эффективности нитридных СД при большом уровне накачки. В качестве наиболее существенных механизмов рассмотрены (а) утечка электронов в *p*-область гетероструктуры, (б) влияние локализации электронов и дырок в In-обогащённых кластерах, образованных за счёт флуктуаций состава InGaN активных областей, на скорость безызлучательной рекомбинации носителей на проникающих дислокациях и (в) Оже-рекомбинация.



Рис.1. Влияние плотности проникающих дислокаций (а), хвостов плотности состояний, характеризуемых энергией U (б), а также Оже-рекомбинации (в) на внутренний квантовый выход излучения нитридной гетероструктуры с одиночной квантовой ямой. Влияние различных механизмов Оже-рекомбинации на квантовый выход (г).

Моделирование работы СД гетероструктуры с одиночной квантовой ямой (КЯ) показало, что утечка электронов в *p*-области гетероструктуры становится существенной лишь при плотностях тока больших, чем ~1-3 кA/см² (Puc.1a); этот вывод в равной степени относится и к структурам с

множественными КЯ. Локализация носителей, уменьшающая темп их безызлучательной рекомбинации на проникающих дислокациях, приводит к росту квантового выхода, но в основном при малых плотностях тока (Рис.1б), когда основная часть носителей находится в хвостах плотности состояний. При характерной протяжённости хвостов $U \sim 50-60$ мэВ этот эффект не приводит к сдвигу пика внутренней эффективности в диапазон плотностей тока 1-30 А/см². В то же время, учёт Оже-рекомбинации при использовании эмпирически оцененных коэффициентов $C_n = C_p = C/2$ даёт поведение квантового выхода как функции плотности тока (Рис.1в), хорошо коррелирующее с наблюдаемым экспериментально (Рис.2).



Рис.2. Внешняя квантовая эффективность, измеренная для СД различных спектральных диапазонов (а) и рассчитанная теоретически внутренняя квантовая эффективность голубого СД с одиночной КЯ и с широкой активной областью (б).

Результаты проведённого теоретического анализа сопоставляются с литературными данными измерений интенсивности резонансной фотолюминесценции в объёмных InGaN слоях [1] и характеризации новой СД структуры со сравнительно широкой InGaN активной областью [2] (см. также Рис.2б). Обсуждается выбор достоверной величины Оже-коэффициента, возможное влияние различных микроскопических каналов Оже-рекомбинации на квантовый выход излучения (Рис.1г), а также открытые на сегодняшний день вопросы.

- [1] Y. C. Shen, G. O. Mueller, S. Watanabe, N. F. Gardner, A. Munkholm, and M. R. Krames, Appl. Phys. Lett. 91 (2007) 141101.
- [2] N. F. Gardner, G. O. Müller, Y. C. Shen, G. Chen, S. Watanabe, W. Götz, and M. R. Krames, Appl. Phys. Lett. 91 (2007) 243506.

ANALYSIS OF NON-THERMAL MECHANISMS RESPONSIBLE FOR EFFICIENCY DROOP IN III-NITRIDE LIGH-EMITTING DIODES

S.Yu.Karpov¹*, K.A.Bulashevich^{1,2}, and V.F.Mymrin¹

 ¹ Soft-Impact, Ltd.. 27 Engels ave., 194156, St.Petersburg phone. +7(821)5544570, e-mail: karpov@softimpact.ru;
 ² A.F.Ioffe Physico-Technocal Institute RAS, 26 Politekhnisheskaja str., 194021, St.Petersburg

Most of III-nitride light-emitting diodes (LEDs) suffer from the emission droop typically observed at the current densities greater than \sim 1-30 A/cm², which limits the high-current device performance. Using simulation, we have examined various non-thermal mechanisms tentatively responsible for this effect: the electron leakage into the LED *p*-layers, the carrier delocalization from the In-rich regions formed in InGaN active layers due to compositional fluctuations, and the Auger recombination in the active layers. The electron leakage and carrier delocalization can be ruled out, as they become valuable at either much higher or much lower current densities, respectively. The Auger recombination is found to be the most probable non-thermal mechanism producing the efficiency droop at high current densities. The theoretical predictions are compared with recent literature data.

МОЩНЫЕ СВЕТОДИОДЫ С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ И ЗЕЛЕНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Н.А. Гальчина¹, <u>Л.М. Коган</u>^{1}, Ю.А. Портнягин², И.Т.Рассохин¹, Н.П. Сощин³ ¹ООО «НПЦ ОЭП «ОПТЭЛ», 105187, г. Москва, Щербаковская ул., д. 53 ²ФГУП «ВНИИОФИ», 119361, г. Москва, Озерная ул., д. 46 ³ФГУП НИИ «Платан», 141191, г. Фрязино*

С использованием импортных кристаллов на основе p-n-гетероструктур типа InGaN / AlGaN / GaN и разработанного люминофора получены образцы мощных светодиодов с ультрафиолетовым и зеленым излучением. Конструкция светодиодов содержит теплоотводящий кристаллодержатель, отражатель бокового излучения кристаллов и полимерный полусферический купол диаметром 20 мм с показателем преломления n=1,56 [1].

Спектр излучения светодиода с УФ излучением представлен на рис. 1, а зависимость мощности излучения (P_e) от прямого тока – на рис. 2. Как следует из рисунков, $\lambda_{max} \approx 411$ нм, полуширина полосы $\Delta\lambda \approx 17$ нм, причем в диапазоне токов 20 – 350 мА величины λ_{max} и $\Delta\lambda$ практически не изменяются. Зависимость мощности излучения от тока близка к линейной, при токе 350 мА мощность излучения находится в диапазоне 240 – 260 мВт, при токе 500 мА – 330 – 350 мВт. Внешний квантовый выход излучения при токе 350 мА составил $\eta_{BH} = 24,5\%$, прямое напряжение $U_{np} \approx 3,5 - 3,7B$, угол излучения 2 $\theta_{0.5} = 43 \pm 3$ град.





Рис. 1. Спектры излучения светодиода с УФ излучением при различных токах.

Рис. 2. Зависимости $\,P_{e},\,\Phi_{v},\,\eta_{v}$ и $\,U_{np}$ от прямого тока.

Для получения зеленого свечения на кристалл с ультрафиолетовым излучением наносится разработанный силикатный люминофор на основе ортосиликата стронция-бария, активированного Е и другими элементами.

Спектр излучения светодиодов с зеленым свечением представлен на рис. 3, а зависимость светового потока (Φ_v) и световой отдачи (η_v) от прямого тока – на рис. 2. Как следует из рисунков, спектр содержит 2 полосы: ультрафиолетовую и зеленую.



Рис. 3. Спектры излучения светодиода с зеленым свечением при различных токах.

УФ полоса характеризуется $\lambda_{max} \approx 413$ нм и полушириной $\Delta \lambda \approx 18$ нм, зеленая полоса - $\lambda_{max} \approx 517$ нм и $\Delta \lambda \approx 65$ нм, причем длинноволновая часть зеленой полосы более протяженная, чем коротковолновая. Незначительное увеличение λ_{max} и $\Delta \lambda$ УФ – полосы по сравнению с излучением УФ – светодиода объясняется, по-видимому, наложением излучения люминофора. В диапазоне токов 20-350 мА величины λ_{max} и $\Delta \lambda$ практически не изменяются. Отметим, что в диоде с люминофором большая часть УФ излучения поглощается люминофором и для наблюдаемого видимого света роль УФ полосы незначительна. Зависимость светового потока излучения от прямого тока близка к линейной, при токе 350 мА, $\Phi_v \approx 51$ -53 лм, при токе 500 мА $\Phi_v \approx 67$ -72 лм. Световая отдача при токе 350 мА составила $\eta \approx 42$ лм/Вт. Это значение несколько превышает η_v обычных СД с зеленым свечением. Сила света при токе 350 мА составила 33 кд при угле излучения $2\theta_{0,5} \approx 65$ град., прямое напряжение $U_{np} - 3,5$ -3,7 В. Люмен-эквивалент спектра излучения сотализисти 450 лм/Вт.

 Патент на полезную модель № 48673 «Мощный светодиод» от 25.10.04 Авторы: Коган Л.М., Рассохин И.Т., Гальчина Н.А.

POWERFUL LIGHT-EMITTING DIODES WITH ULTRA-VIOLET AND GREEN EMISSION

N.A.Galchina¹, <u>L.M.Kogan^{1*}</u>, Y.A.Portnyagin², I.T.Rassohin¹, N.P.Soshcin³. ¹Open Company "NPC OED "OPTEL", Shcherbakovskaya str., 53, 105187, Moscow ²FSUE "VNIIOFI", Ozernaya str., 46, 119361, Moscow ³FSUE SRI "Platan", 141190, Fryazino

It is reported on development of powerful light-emitting diodes with ultra-violet and green radiation on the basis of import p-n-heterostructure as InGaN/AlGaN/GaN and new phosphor. UV-light-emitting diodes have capacity of radiation up to 350 mW, external quantum output of radiation up to 24,5 % at length of a wave of radiation of 411 nm. The light-emitting diode with green radiation has a light stream up to 72 lm, a light output up to 42,5 lm/W at length of a wave of radiation of 517 nm and half-width 65 nm.

новые светодиодные осветители

<u>Л.М. Коган</u> *, И.Т.Рассохин ООО «НПЦ ОЭП «ОПТЭЛ», 105187, г. Москва, Щербаковская ул., д. 53 E-mail: Levkogan @ mail.ru.

Помимо ранее разработанных и выпускаемых светодиодных модулей и линеек [1,2] в последнее время разработаны и производятся следующие светодиодные осветители белого свечения на основе мощных светодиодов ООО «НПЦ ОЭП «ОПТЭЛ»:

 Светодиодный светильник для освещения в ЖКХ, на транспорте, в промышленных и общественных зданиях типа ЛБО64-СД (рис.1). Содержит 6 3-х- ваттных светодиодов типа У-342Бл. Светильник обеспечивает световой поток 600-700 лм при потребляемой электрической мощности 18 Вт. Входное напряжение 24 В. Угол излучения вдоль оси светильника 2θ_{0,5}=80 град., поперек оси – 120 град. Габаритные размеры: 380х156х70 мм.

2. Светодиодный прожектор для архитектурного освещения типа ОПТ-7Бл (рис. 2). Содержит 18 светодиодов типа У-345Бл-Э. Обеспечивает силу света 10 000 кд при потребляемой электрической мощности 18 Вт. Входное напряжение 24 В. Угол излучения 20₀ 5=10±5 град.

3. Светодиодный светильник на гибком держателе типа СОГ-2Бл (рис. 3) для местного освещения на пультах управления. Содержит светодиод типа У-342Бл-1, гибкий держатель длиной 160 мм и узел крепления. Входное напряжение 12 В. Обеспечивает световой поток 140-160 лм при потребляемой электрической мощности 3,6 Вт. Сила света 55-65 кд при угле излучения 70±10 град.

4. С аналогичными параметрами изготавливается светодиодная лампа типа СЛ-12-3,6-140 содержащая ламповый цоколь Е-14 или Е-27 (рис. 4). Может быть использована со стандартным ламповым патроном. Предназначена для широкого круга применения.

Белый свет всех светильников характеризуется цветовой температурой в диапазоне 4500-6000 К. Возможно получение цветовой температуры в диапазоне 3000-4000 К.

5. Разработаны мощные светодиоды с потребляемой электрической мощностью 5 и 7 Вт. Световой поток составляет, соответственно, 250 – 260 и 300 – 340 лм, сила света 95 – 105 и 130 – 140 кд при угле излучения 80 град, световая отдача 55 – 60 и 50 – 55 лм/Вт. Светодиоды стабильно работают при плотности тока до 53 А/см².



Рис. 1



Рис. 2



Рис. 3

Рис. 4

- [1] Коган Л.М., Рассохин И.Т.. Тез. докл. 4-й Всеросс. конф. «Нитриты галлия, индия и алюминия структуры и приборы» (СПб. 2005) с.142.
- [2] Коган Л.М., Рассохин И.Т. и др. Тез. докл. 5-й Всеросс. конф. «Нитриды галлия, индия и алюминия - структуры и приборы» (Москва, 2007).

NEW LIGHT-EMITTING DIODE FIXTURES

<u>L.M. Kogan</u>*, I.T. Rassohin Open Company "NPC OED OPTEL", street Cherbakovskaja, 53, 105187, Moscow

The new developed and released light-emitting diode fixtures of a white luminescence are submitted on basis of powerful light-emitting diodes "NPC OED OPTEL": the fixture for illumination in housing services, on transport for, ect., a projector for architectural illumination, the fixture on the flexible holder and a light-emitting diodes lamp. Light and electric parameters will be presented.

УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫЕ СВЕТОДИОДЫ, ВЫРАЩЕННЫЕ НА ПОДЛОЖКАХ AIN

<u>В.В.Лундин</u>¹ *, Е.Е.Заварин¹, М.А.Синицын¹, А.Е.Николаев¹, А.В.Сахаров¹, А.Ф.Цацульников¹ Т.Ю.Чемекова², Е.Н.Мохов², О.В. Авдеев², С.С. Нагалюк², Ю.Н. Макаров²

1 Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, *e-mail: lundin.vpegroup@mail.ioffe.ru 2 ООО «Нитридные кристаллы», пр. Энгельса, 27, 194156 Санкт-Петербург тел.+7(812)7031397,

Отсутствие доступных объемных III-N подложек многие годы вызывало необходимость использования инородных подложек и определяло развитие технологии III-N соединений. Эпитаксиальные слои III-N, выращенные на сапфировых и SiC подложках, имеют высокую плотность дислокаций. В отличие от светодиодов сине-зеленого диапазона, для УФ светодиодов высокая плотность дислокаций катастрофически снижает эффективность приборов, что приводит к крайней необходимости применения подложек AIN.

В данной работе приводятся первые результаты выращивания и исследования AlGaN/GaN светодиодных гетероструктур, выращенных методом МОГФЭ на подложках AlN.

Подложки AIN ориентации (0001) вырезались из объемных кристаллов AIN, выращенных методом сублимации [1]. Эпитаксиальные процессы проводились на глубоко модернизированной установке Еріquip VP-50 RP.

Эпитаксиальные структуры имели активную область на основе 5 квантовых ям GaN/AlGaN, обеспечивающих длину волны излучения 340-350нм. Эмиттерные слои AlGaN n- и р-типа проводимости имели достаточно высокое содержание алюминия для обеспечения отсутствия поглощения на длине волны излучения активной области.

Предварительная оптимизация структуры производилась с использованием сапфировых подложек. Перенос технологии на подложки AlN привел к необходимости модификации начальной стадии роста, что вызвано как рассогласованием параметров решетки AlN и AlGaN эмиттеров, так и неидеальным на данный момент качеством поверхности подложки. При измерении выращенных структур с использованием индиевых контактов в непрерывном режиме получены следующие параметры излучения:

- спектр одиночный пик с максимумом около 352 нм,
- ширина спектра на полувысоте (FWHM) 8 нм,
- интенсивность излучения примерно в 2-4 раза выше, чем для аналогичных структур на сапфировых подложках.

Следует отметить что использованные подложки AlN не являются полностью прозрачными в рабочем диапазоне спектра, что существенно (в разы) снижает эффективность вывода света. Сапфировые подложки в рабочем диапазоне полностью прозрачны. Таким образом, можно утверждать, что реальная эффективность гетероструктуры на AlN подложке во много раз выше, чем на сапфировой, а достижение прозрачности AlN подложек является одной из важнейших задач.

[1] Т.Ю.Чемекова, О.В. Авдеев, С.С. Нагалюк, А.С. Сегаль, Е.Н. Мохов, Ю.Н. Макаров, 6-я Всероссийская конференция «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы», (данный сборник)



Слева – спектры электролюминесценции GaN/AlGaN MQW LED на AlN и сапфировых подложках при токе 20 мА.

Справа – сравнение спектра люминесценции исследованных светодиодных структур и спектра пропускания AlN подложек.

ULTRA-VIOLET LEDs GROWN ON AIN SUBSTRATES

 <u>W.V.Lundin</u>^{*}, E.E.Zavarin, M.A.Sinitsyn, A.E.Nikolaev, A.V.Sakharov, A.F.Tsatsulnikov, T.Yu. Chemekova², E.N. Mokhov², O.V. Avdeev², S.S. Nagalyuk², Yu.N. Makarov².
 1 loffe Physico-technical institute of the RAS, St-Petersburg, Russia, *lundin.vpegroup@mail.ioffe.ru 2 Nitride-Crystals Ltd, P.O. Box 13, 194156, St. Petersburg, Russia

AlN substrates are very attractive for UV-LEDs applications. A set of experiments on GaN/AlGaN LEDs growth was carried out using AlN and sapphire wafers. Structures were grown in laboratory-scale MOVPE reactor. The active region of grown LEDs was composed of 5 GaN QW with AlGaN barriers. QW thickness was chosen to reach maximum EL intensity in 340-350 nm range. The active region was sandwiched between AlGaN of n- and p-type conductivity. EL properties investigations was carried out using In contacts. The following results were reached using AlN substrates: Spectrum with one maximum at 352 nm, WFHM – 8 nm, EL intensity of 2-4 times higher comparing to structures on sapphire substrates. Taking into account that supplied AlN substrates are not totally transparent in the range of EL of LED it may be concluded that internal efficiency of structures on AlN substrates is many times higher than on sapphire substrates, and reduction of absorption in AlN wafers is one of the most important task.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ InGaN/GaN ЛАЗЕРОВ ДЛЯ НАКАЧКИ "ЗЕЛЕНЫХ" ЛАЗЕРОВ НА ZnCdSe MHOЖЕСТВЕННЫХ КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ВСТАВКАХ

<u>Е.В. Луиенко</u>¹*, А.Г. Войнилович¹, А.В. Данильчик¹, В.Н. Павловский¹, Н.П. Тарасюк¹, 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) 17 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

Актуальность создания миниатюрных "зеленых" лазеров возрастает в связи с увеличивающейся потребностью в них как для нужд лазерной техники (накачка пико- и фемтосекундных лазеров на Al_2O_3 :Ti), так и массового применения в проекционном лазерном и 3D телевидении, а также в голографии. Несмотря на значительный прогресс в этой области, существующие технологии получения "зеленого" лазерного излучения, основанные как на накачке активной среды инфракрасными инжекционными лазерами с последующим удвоением частоты (DPSS), так и на непосредственном удвоении частоты инфракрасных инжекционных DFB лазеров ($\lambda \sim 1063$ нм) не обеспечивают достаточной стабильности излучения, малых габаритных размеров и низкой стоимости. Кроме того, многостадийное преобразование излучения в DPSS лазерах не позволяет получить большой КПД. В то же время, несмотря на значительные затраченные усилия, до сих пор не созданы инжекционные InGaN/GaN лазеры, излучающие в зеленой области спектра. В связи с этим, актуальными становятся льтернативные подходы к созданию "зеленых" лазеров.

Как было показано ранее, возможно создание высокоэффективных низкопороговых (2.5 кВт/см²) оптически накачиваемых "зеленых" лазеров с активной областью с двойной вставкой из ZnCdSe квантовых точек с внешней квантовой эффективностью более 42% [1]. При этом возбуждение таких лазеров излучением InGaN/GaN оптически накачиваемых лазеров, выращенных на кремнии, позволило добиться коэффициента преобразования около 14% при импульсной оптической мощности "зеленого" излучения 3 Вт [2].

В данной работе исследовалась возможность накачки таких лазеров с помощью гомоэпитаксиального InGaN/GaN лазерного диода с импульсной мощностью до 2 Вт, излучающего на длине волны ~417 нм, с целью создания макета полупроводникового микрочип лазера. Излучение InGaN/GaN лазерного диода коллимировалось асферической линзой и фокусировалось в возбуждающую полоску короткофокусной цилиндрической линзой. Использование гетероструктуры, описанной в [1], позволило получить генерацию только с небольшим превышением над порогом (рис. 1а). Как видно из рисунка и вставки рисунка 1а, генерация развивается уже при мощности накачки более 1.3 Вт, однако порог генерации можно оценить только как 1.58 Вт, что обусловлено неоднородностью пучка гомоэпитаксиального лазера.

Для дальнейшего повышения эффективности преобразования излучения InGaN/GaN лазерного диода и оптимизации лазерного конвертора было проведено численное моделирование пороговой мощности накачки в зависимости от длины резонатора ZnCdSe лазера. Для моделирования использовались внутренние лазерные параметры, определенные в [3]. Вычисления показали, что минимальная мощность накачки в пороге генерации ZnCdSe лазера достигается при длине резонатора порядка 200 мкм. Такие малые длины резонатора позволяют не только уменьшить мощность накачки, но и увеличить внешнюю квантовую эффективность ZnCdSe лазера. С другой стороны, были предприняты попытки по дальнейшему уменьшению порога генерации ZnCdSe лазера за счет увеличения фактора оптического ограничения. Для этого было проведено математическое моделирование влияния количества CdSe вставок, разделенных тонкими ZnSe/ZnSSe/ZnSe барьерами (обеспечения равномерной прокачки активной области), и толщин волноводных слоев, состоящих из ZnSe/ZnSSe сверхрешеток (обеспечивающих также эффективный транспорт неравновесных носителей заряда) на фактор оптического ограничения. На основе расчетов были предложены и выращены гетероструктуры с пятью квантовыми вставками CdSe.

Использование лазеров с длиной резонатора 250 мкм, изготовленных из гетероструктур с пятью квантовыми вставками CdSe, позволило существенно понизить порог и получить устойчивую "зеленую" генерацию с измеряемыми параметрами. На рисунке 1b представлена фотография макета микрочип лазера (на экране четко видно пятно генерации ZnCdSe лазера). Как видно из рисунка 1с, порог генерации понизился до 0.8 Вт, а мощность излучения возросла до 8 мВт при накачке 1.5 Вт. При этом, максимальная внешняя квантовая эффективность преобразования фиолетового излучения

InGaN лазерного диода в зеленое когерентное излучение лазера с активной областью из 5 квантовых вставок ZnCdSe составила ~ 1%. Дальнейшее повышение мощности и улучшение качества пучка накачки, уменьшение порога лазера с активной областью из множественных квантовых вставок ZnCdSe, позволят значительно увеличить коэффициент преобразования и мощность излучения.



Рис.1. Спектры излучения InGaN/GaN лазерного диода и "зеленого" ZnCdSe лазера (вставка - интенсивность) в зависимости от мощности возбуждения (а), фотография действующего макета (b), квантовая эффективность "зеленой" генерации в зависимости от мощности "фиолетовой" накачки.

Вызывает особый интерес использование в качестве накачки излучения светодиодов, что позволило бы резко снизить стоимость таких лазеров. Однако использование обыкновенных светодиодов, как предложено в [4], не позволяет создать необходимой плотности мощности (1-10 кВт/см²) для накачки полупроводниковых сред со временем жизни порядка наносекунд. Поэтому для осуществления накачки необходимы специальные светодиодные источники излучения, обладающие повышенной плотность излучения. Обсуждаются пути повышения эффективности и характеристики лазерных и светодиодных источников возбуждения, излучающих в видимой области спектра, перспективных для оптически накачиваемых активных лазерных сред.

 S.V. Ivanov, O. Lublinskaya, I. Sedova, S. Sorokin, A. Sitnikova, A. Toropov, P. Kop'ev. E. Lutsenko, A. Voinilovich, A. Gurskii, G. Yablonskii, Phys. Stat. Sol. (a) **204**, 251 (2007).
 S.V. Sorokin, I.V. Sedova, A.A. Toropov, G.P. Yablonskii, E.V. Lutsenko, A.G. Voinilovich, A.V. Danilchyk, Y. Dikme, H. Kalisch, B. Schineller, M. Heuken and S.V. Ivanov. Elect. Lett. **43**, 162 (2007).
 E.V. Lutsenko, A.L. Gurskii, V.N. Pavlovskii, V.Z. Zubialevich, G.P. Yablonskii I.V. Sedova, S.V. Sorokin, A.A. Toropov, S.V. Ivanov, P.S. Kop'ev, Phys. Stat. Sol. (c). **3**, 895 (2006).
 United States Patent 7136408 [http://www.freepatentsonline.com/7136408.html].

USE OF InGaN/GaN LDs FOR PUMPING OF "GREEN" LASERS BASED ON ZnCdSe MULTIPLE QUANTUM-DIMENSIONAL INSERTIONS

<u>E.V. Lutsenko¹*</u>, A.G. Vainilovich¹, A.V. Danilchyk¹, V.N. Pavlovskii¹, N.P. Tarasuk¹, and G.P. Yablonskii¹, S.V. Sorokin², I.V. Sedova², S.V. Gronin², and S.V. Ivanov²

¹ Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Independence Ave, 68, Minsk 220072, Belarus, phone: +(375) 17 2840419, e-mail: e.lutsenko@ifanbel.bas-net.by;

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

Prototype of fully semiconductor laser converter based on "violet" ($\lambda \sim 417$ nm) pumping InGaN/GaN LD and "green" optically pumped laser with an active region consisting of 5 ZnCdSe quantum-dimensional insertions has been created and investigated. Pulsed optical power of the converter equal to 8 mW has been obtained. Conversion quantum efficiency from violet to green emission was about 1%. Ways of the efficiency enhancement and characteristics of laser and light emitting diode excitation sources emitting in the visible spectral region being promising for optically pumped active laser media are discussed.

МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ДЕГРАДАЦИИ ИЗЛУЧАЮЩИХ СВОЙСТВ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ Ingan с помощью прецизионных измерений светового потока.

<u>С.Г. Никифоров</u>¹*, А.Л. Архипов¹.

¹ООО «Л.И.С.Т. – Лаборатория Исследований Световых Технологий». 125581, Москва, 1-ый Котляковский пр., д.4. тел. +7(495)7395864, e-mail: sergnik71@mail.ru; snikiforov@list-lab.ru.

Характеристики излучения, являющегося результатом процессов излучательной рекомбинации носителей заряда в активной области широкозонных гетероструктур, являются не только показателем работы структуры, но и обладают информацией о некоторых физических механизмах, приводящих к изменению излучающих свойств со временем наработки. Излучение в видимой области характеризуется световым потоком. Именно световой поток является наиболее корректной величиной с точки зрения физики работы излучающей структуры, и, тем самым, позволяет сделать изучение причин деградации более частным и способным дифференцировать эти причины. Исследование изменений в диаграммах пространственного распределения плотности светового потока излучающих кристаллов на основе указанных гетероструктур, измеренных в различное время, при различных условиях или режимах наработки, позволяет делать выводы об изменениях в работе самой структуры, причины которых могут быть объяснены на уровне физики работы структуры. По результатам измерений диаграмм углового распределения силы света излучающих кристаллов был рассчитан световой поток и его значения в различных областях диаграммы. Эти значения, собранные вместе по принципу зависимости от времени, в характеристики, позволили получить картину перераспределения светового потока по объёму диаграммы излучения в процессе наработки, а также предположить, что подобное перераспределение центров излучательной рекомбинации существует и внутри излучающего кристалла, в его активной области. Предложенный метод выявил большие перспективы его использования при изучении потенциальной степени деградации параметров светодиодов на производстве относительно измерения силы света в одной точке (например, осевой). Деградация силы света не только отличается от деградации светового потока величиной, но и может иметь другой закон изменения, наклон или градиент. Степень такого отличия от поведения характеристики светового потока тем больше, чем больше градиент изменения суммарного светового потока (рисунок 1).







Рис.2. Перераспределение светового потока со временем наработки (0, 500, 1000, 4500 ч.)

Очевидно, что изменение осевой силы света не учитывает изменения значений силы света по всей диаграмме пространственного распределения. Поэтому разница градиентов изменения может быть следствием только одного явления: перераспределения светового потока по объёму диаграммы направленности излучения (возможно даже, без изменения значения суммарного потока), которое вызвано изменением параметров излучения различных сегментов активной области гетероструктуры (рис. 2). Практика исследования деградационных явлений в гетероструктурах на основе InGaN показала, что наибольшей деградации светового потока будет соответствовать наибольшая степень его перераспределения по объёму диаграммы пространственного распределения в процессе наработки.

Представляемый метод исследования деградации параметров излучения был применён при изучении влияния ультразвука (УЗ) на гетероструктуру при производственной операции приварки контактных проводников к омическим контактам излучающих кристаллов. Выявлено, что данная операция приводит к потере до 50% светового потока уже после 10-15 тыс. часов наработки

структуры в то время как отказ от её применения может обеспечить практически теоретическую деградационную характеристику светового потока, как у приборов с посадкой «flip-chip» (Puc.4,5).



Рис.4. Деградационные характеристики светового потока кристалла на подложке SiC без применения УЗ сварки



Рис.5. Деградационные характеристики светового потока светодиодов на основе кристаллов AlInGaN различных конструкций

Воздействие УЗ катализирует и потенциирует появление безызлучательной рекомбинации вследствие пьезоэффекта, результат которого - появление каналов утечки, как следствия уравнивания (пробоя) потенциалов возникающих сильных электрических полей. Если рассматривать структуру как параллельное соединение площадок с различным содержанием индия в активном слое гетероструктур твёрдых растворов In_xGa_{1-x}N, то различие в механических свойствах и степени проявления пьезоэффекта у различных секторов с разным х, будет определять степень появления шунтирующих элементов среди них и поэтому изменение доли их излучения в интегральном составе структуры. Это проявляется как изменение спектрального состава излучения и сдвига его в длинноволновую область после воздействия УЗ. Очевидно, что наибольшему разрушению подвержены элементы с низким содержанием индия, генерирующие самое коротковолновое излучение. Рост длинноволновых составляющих приводит к увеличению эффективности излучения тех частей структуры, которые их излучают, что, однако не пропорционально существенной деградации излучения секторов с центральными длинами волн, и поэтому суммарный интегральный световой поток уменьшается. Эти явления сочетаются со спонтанной поляризацией в квантовых ямах гетероструктур с образованием встроенных электрических полей, формирующих заряженные центры, существенно влияющие на процессы излучательной рекомбинации.

С помощью описанного метода исследования, выявлено, что в излучающих кристаллах светодиодов имеет место деградация параметров гетероструктур на основе InGaN при воздействии УЗ; у кристаллов различных конструкций физические механизмы деградации схожи, независимо от материала подложки. Степень влияния эффекта воздействия УЗ определяется с учётом резонансных пьезо - свойств материала кристалла и степенью рассогласования периодов кристаллических решёток подложек и выращенных на них гетероструктур.

METHOD OF AIGaInN-BASED MATERIALS RADIATING PROPERTIES DEGRADATION RESEARCH BY MEANS OF PRECISION MEASUREMENTS OF THE LUMINOUS FLUX

S.G.Nikiforov¹*, A.L. Arkhipov¹.

¹"LIST- Laboratory of Investigations of Light Technologies" Ltd. 125581, Moscow, 1-st Kotlyakovski p.,4. phone. +7(495)7395864, e-mail: sergnik71@mail.ru; snikiforov@list-lab.ru;

According to the results of measurements of the diagrams of angular distribution of luminous intensity luminous flux and its value in different parts of a diagram was calculated. These values, combined together into characteristics by the principle of their dependence from time, allowed to get a picture of luminous flux redistribution of luminous flux by radiation pattern volume, and gave the possibility to assume that such redistribution of radiating recombination intensity has place inside the emitting die too, in its active part where there are quantum wells. By means of this method it is established, that application thermoultrasonic welding contacts by manufacture LEDs leads to degradation of 50 % of the luminous flux for 10-15 thousand hours (fig 5).

ЧАСТИЧНАЯ КОГЕРЕНТНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ МОЩНЫХ СВЕТОДИОДОВ НА ОСНОВЕ III-НИТРИДОВ

<u>В.И. Осинский</u>*, Е.И. Новиков, А.В.Раков.

Институт Микроприборов НАН Украины, г. Киев, ул. Северо-Сырецкая, 3, 04136 тел. +38(044)4347655, e-mail: osinsky@imd.org.ua

В последние годы светодиоды находят всё более широкое применение, однако, до настоящего времени не уделялось должного внимания когерентным свойствам их излучения.

Необходимость таких исследований обусловлена рядом причин. Частичная когерентность светодиодного излучения в определенных условиях способствует образованию интерференционных максимумов, позволяя более уверенно регистрировать слабые световые сигналы. При рассмотрении восприятия визуальной информации человеком заслуживает внимания существующее несоответствие реального объема регистрируемой информации о трехмерных объектах (~ 10¹³ бит) с традиционной последовательной моделью (~ 10¹⁰ бит) (Красильников Н.Н., 1986). Одно из возможных объяснений этого связано с предположением о том, что характер регистрации информации в слое родопсина зрительного аппарата человека подобен голографическому процессу [1]. Наличие в излучении светодиодов заметной когерентной составляющей может способствовать реализации такого механизма человеческого зрения при сравнительно малых уровнях твердогельного освещения на основе RGB-светодиодных излучателей с микропроцессорным управлением [2].

Частичная когерентность излучения проявляется в ряде приложений светодиодов. В частности, следует обращать внимание на возможность образования в некоторых случаях характерной "спеклструктуры" при отражении от шероховатых поверхностей, учитывать интерференцию в тонких слоистых структурах, нарушающую равномерность освещения. Твердотельные излучатели используются в терапевтических целях в медицине наряду с лазерами. Единого мнения о связи терапевтического эффекта с когерентностью излучения до настоящего времени пока не сформировалось. Суперлюминесцентные светодиоды, характеризующиеся сравнительно высокой пространственной и низкой временной когерентностью излучения, нашли применение в измерительной технике, например, в когерентной оптической томографии, специализированных интерферометрах, для контроля разнообразных волоконно-оптических датчиков [3]. Длина когерентности излучения является важным параметром во многих интерферометрических устройствах.

Затронутые аспекты использования светодиодов иллюстрируют актуальность изучения частичной когерентности светодиодного излучения. В настоящей работе исследовались одноваттные полупроводниковые чипы и отдельные излучатели собранных на их основе светодиодных матриц с линзами из полистирола и полиметилметакрилата. Экспериментальные исследования временной когерентности излучения светодиодов проводились с использованием простой интерференционной схемы, в которой наблюдалась интерференция световых волн, полученных при отражении коллимированного светового пучка от двух поверхностей стеклянных пластин, образующих воздушный клин. Зависимость степени когерентности от разности хода определялась измерением видности интерференционных полос в отраженном свете широкополосным фотоприемником с щелевой диафрагмой. Полученные экспериментальные зависимости нормировались с учетом равенства степени когерентности единице при нулевой разности хода.

При наличии быстродействующего спектрометра и необходимого программного обеспечения когерентные свойства излучения могут быть достаточно быстро рассчитаны по измеренным спектрам. При отсутствии такой аппаратуры описанная интерференционная схема может рассматриваться как альтернативный метод простого и наглядного определения в реальном времени длины когерентности излучения светодиода L и оценки ширины спектра $\Delta v \approx c / L$ или $\Delta \lambda \approx \lambda^2 / L$.

Для сравнения полученных экспериментальных результатов с расчетными измерялись спектры излучения светодиодных чипов с помощью модернизированного монохроматора МДР-23. Спектральные распределения для фиолетового, синего и зеленого чипов на основе InGaN, а также красного и желтого на основе AlInGaP регистрировались при токе 350 мА. На основе полученных данных по известной методике [4] рассчитывались зависимости степени когерентности у от разности хода 1 интерферирующих волн. Результаты расчетов у(1) наряду с экспериментальными данными для зеленого и желтого чипов приведены на рис. 1. Там же показаны кривые для степени когерентности в случае гауссовых и лоренцевых спектральных распределений с такой же шириной. Полученные расчетные зависимости у(1), найденные по измеренным спектрам, занимают промежуточное положение между функциями вида exp(-al²) и exp(-bl),. характерными для спектров, которые описываются распределениями Гаусса и Лоренца. Если известна ширина спектра по уровню 0,5 $\Delta\lambda$, то можно принять длину когерентности равной L = $\lambda^2/\Delta\lambda$. Однако, при этом следует учитывать, что величина L зависит от формы спектра. При постоянном токе 350 мА получены следующие значения длины когерентности (мкм): зеленый чип – 6.2, синий – 9.0, фиолетовый – 11.8, желтый – 22.4, красный – 22.

Исследована зависимость длины когерентности L от тока накачки для светодиодных чипов на основе InGaN и AlInGaP. При росте тока от 25 до 350 мА величина L уменьшается приблизительно на 25 % в первом случае и на 5 % во втором. Тот факт, что длина когерентности в большей степени уменьшается для чипов на основе InGaN, чем для AlInGaP, согласуется с тем, что с ростом тока ширина спектра растет для обеих указанных структур, а максимум спектра смещается в коротковолновую область в первом случае и в длинноволновую – во втором.

Проведенный анализ показывает необходимость учета когерентных свойств излучения в ряде приложений твердотельных источников света. В частности, следует учитывать влияние частичной когерентности светодиодного освещения на восприятие визуальной информации человеком. Проведенные исследования полезны для оптимизации RGB-светодиодных излучателей с микропроцессорным управлением. Описанная методика оперативного контроля длины когерентности излучения и оценки ширины его спектра может быть использована для получения информации о качестве полупроводниковых гетероструктур.



Рис.1. Зависимость степени когерентности от оптической разности хода световых волн для зеленого InGaN (a) и желтого AlInGaP (б) чипов

- [1] V.I. Osinsky. Semicon. Phys., Quant. El. & Optoel., 10, №3, 30 (2007).
- [2 В. И. Осинский, А. И. Радкевич, А.Н. Рубанчук и др. 3-я Всероссийская конференция «Нитриды галлия, индия и алюминия структуры и приборы». М., МГУ, июнь 2004, с. 177.
- [3] V. R. Shidlovski, J. Wei. Proc. SPIE, 4648, 139 (2002).
- [4] М. Борн, Э Вольф. Основы оптики (М., Наука, 1973), с.296.

PARTIAL COHERENCE OF EMISSION OF POWER LEDS, BASED ON III-NITRIDES

V. I.Osinsky*, E. I Novikov., A. V.Rakov

Institute of Microdevises NAS of Ukraine, Kiev, Severo-Syretskaya st, 3, 04136 phone +38(044)4347655, e-mail: osinsky@imd.org.ua

Coherent emission abilities of LEDs are manifested in a number of their applications. In particular, influence of semi-coherent LED light on information perceiving by human eyes should be considered. Emission coherence of 1-watt LEDs was researched with usage of simple interference scheme with two glass panels, creating air wedge. Results of measurements show, that coherence length of emission is about 10 microns for InGaN-based LEDs and is about 25 microns for AlInGaP-based LEDs. Emission spectrums of LEDs of different types were measured and dependencies of coherence degree on path differences of interfering waves were calculated. Calculated and experimental data are in a good agreement with each other. Dependencies of emission coherence wavelength of semiconductor chips' on pumping currents were researched. As it is get, with growth of current from 25 to 350 mA coherence length for InGaN-based achips drops down greater (on 25%), than for GaAlInP-based structures (on 5%). Results taken allow to consider coherent properties of LEDs' emission during the development of LED-based devices. Researches made are useful for RGB-based LED light emitters optimization and their control microprocessors' programming. Described methodic of operational control for emission coherence length and estimation of spectrums width can be used for getting information about quality of semiconductor heterostructures.

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭФФЕКТИВНОСТИ ИНЖЕКЦИИ В СВЕТОДИОДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ AlinGan

<u>А.С. Павлюченко</u>^{1,2}*, *И.В. Рожанский¹, Д.А. Закгейм*². ¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН. Политехническая ул, 26, 194021, СПб, тел. +7(812)2927369, e-mail: alexeyp@school.ioffe.ru; ² СПбГПУ. Политехническая ул., 29, 195251, СПб;

Для всех современных светодиодов на основе AlInGaN характерна немонотонная зависимость эффективности электролюминесценции от плотности тока накачки. В области малых плотностей токов наблюдается рост эффективности электролюминесценции, который принято связывать с конкуренцией процессов излучательной и безызлучательной рекомбинации. Максимальное значение внешней квантовой эффективности достигается, как правило, при характерной плотности тока накачки ~10 A/см². При дальнейшем увеличении плотности тока накачки наблюдается падение квантовой эффективности. Тем не менее, несмотря на универсальность характера токовой зависимости квантовой эффективности, в настоящее время не существует общепринятого объяснения такого поведения.

Существующие объяснения связывают падение квантового выхода либо с заполнением локализованных состояний в активной области, либо с конкуренцией излучательной рекомбинации и Оже-процессов, либо с уменьшением коэффициента инжекции при росте тока накачки. Тем не менее, однозначных экспериментальных данных свидетельствующих в пользу того или иного механизма не существует.

В работе [1] с помощью численного моделирования процессов зарядового транспорта в светодиодной гетероструктуре было показано, что при большой плотности тока накачки происходит снижение эффективности инжекции носителей в активную область. Причиной уменьшения коэффициента инжекции является низкая эффективность токоограничивающего широкозонного слоя, обусловленная встроенным пьезоэлектрическим полем.



Рис.1. Зависимость внешней квантовой эффективности от плотности тока накачки при различных температурах в стандартной структуре



Рис.2. Зависимость внешней квантовой эффективности от плотности тока накачки при различных температурах в инверсной структуре

В данной работе для экспериментальной проверки вклада инжекционного механизма исследовались температурные зависимости ватт-амперных характеристик светодиодов. На Рис. 1. приведены зависимости квантовой эффективности электролюминесценции от плотности тока накачки при различных температурах. Видно, что зависимость квантового выхода от температуры при фиксированном токе накачки носит немонотонный характер. Именно такое поведение ожидается в случае инжекционного механизма падения квантового выхода и находится в согласии с результатами численного моделирования, проведенного на основе модели [1]. При понижении температуры снижается темп безызлучательной рекомбинации в активной области, что приводит к росту внешнего квантового выхода в области малых токов, с другой стороны, при этом уменьшается коэффициент инжекции в активную область, что приводит к снижению внешнего квантового
выхода в области больших токов. Конкуренция этих двух процессов приводит к немонотонной температурной зависимости квантового выхода.

В работах [1,2] предложен дизайн «инверсной» светодиодной гетероструктуры, в которой активная область расположена в р-слое, а токоограничивающий слой – в п-слое. Результаты моделирования показывают, что в такой структуре токоограничивающий слой работает более эффективно и падения коэффициента инжекции в активную область с ростом плотности тока накачки не происходит. На Рис. 2. приведены зависимости коэффициента инжекции от плотности тока накачки в инверсной светодиодной гетероструктуре при различных температурах. В инверсных гетероструктурах, температурная зависимость квантовой эффективности подтверждают наличие инжекционного механизма падения квантовой эффективности в стандартных светодиодных гетероструктурах. Тем не менее, для исследованных в этой работе инверсных гетероструктурах. Тем не менее, для исследованных в этой работе инверсных гетероструктурах подения квантовой эффективносто выхода, что, повидимому, связано с другими механизмами.

[1] И.В. Рожанский, Д.А. Закгейм. ФТП, 40 (7), 867 (2006)

[2] I.V. Rozhansky, D.A. Zakheim, Phys. Status Solidi (a), 204, 227 (2007)

TEMPERATURE DEPENDENCE OF INJECTION EFFICIENCY IN GaN-BASED LEDs

A.S. Pavluchenko^{1,2}*, I.V. Rozhansky¹, D.A. Zakheim¹

 ¹A.F. Ioffe Physico-Technical Institute, RAS, 194021, St. Petersburg, *e-mail: alexeyp@school.ioffe.ru;
 ² St. Petersburg State Polytechnical University, 195251, St. Petersburg.

The temperature dependence of external quantum efficiency in GaN-based light emitting diodes is investigated. Measurements show that in standard heterostructure the efficiency decreases with temperature only at low current densities. At higher current densities temperature dependence of external quantum efficiency is non-monotonous. However, in inverse heterostructures, the efficiency decreases with temperature at a whole range of current densities. The experimental results support previously suggested mechanism of efficiency droop due to injection efficiency decrease at higher current densities.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ИМПУЛЬСНЫХ ТОКОВЫХ ПЕРЕГРУЗОК НА МОЩНЫЕ СВЕТОДИОДЫ

<u>А.Г. Полишук</u>¹, А.Н. Туркин^{1,2}*, В.М. Харитонов¹. ¹ПРОСОФТ. Профсоюзная ул., 108, 117437, Москва,

тел. +7(495)2321652, e-mail: turkin@xlight.ru;

² МГУ им.М.В.Ломоносова, физический факультет. Ленинские Горы, МГУ, физический факультет,

119899, Москва;

Проведено исследование работы мощных светодиодных стурктур при питании импульсным током. Целью исследования было определение граничных режимов работы контактной системы, не приводящих к выходу ее из строя. Обнаружена четкая зависимость критического значения амплитуды прямого тока от скорости его нарастания (di/dt) и длительности импульса. Также обнаружен эффект слабой зависимости устойчивости контактной системы от скважности импульсов при работе в граничном режиме.

Проведен анализ процессов, происходящих в контактной системе и светодиодной структуре при воздействии коротких импульсов тока с высоким значением di/dt. Предложена математическая модель, описывающая тепловые процессы в проволоке и точках ее приваривания к контактным площадкам светодиодной структуры. На основании результатов исследования предложена методика определения качества сборки светодиодов из одной партии (выборки) с помошью воздействия на светолиод импульсных токов с переменной длительностью и скважностью.

INVESTIGATION OF PULSE CURRENT OVERLOAD INFLUENCE ON POWER LIGHT EMITTING DIODES

A.G. Polishuk¹, A.N. Turkin^{1,2}*, V.M. Kharitonov²

¹PROSOFT. Profsoyuznaya Str., 108, 117437, Moscow, phone. +7(495)2321652, e-mail: turkin@xlight.ru; ² M.V.Lomonosov Moscow State University. Department of Physics. Leninskive Gory, MSU, Dept. of Physics, 119899, Moscow

An investigation of power light-emitting diode structures operating at pulse current regime has been made. The contact system limiting regimes testing without its braking has been a goal of these experiments. The critical current value dependence versus its rate of rise and pulse length has been detected. The mathematical model describing the heating processes in a wire and wire-bonding structure points has been evaluated. Basing on investigation results the light-emitting diodes from one part (sorting) assembly quality estimation method by means of variable current pulse length and filling factor impact on light-emitting diode has been proposed

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ И ГАММА КВАНТОВ НА ЛЮМЕН-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ p-n^{*}-n-ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ ФОСФИДА И НИТРИДА ГАЛЛИЯ ИНДИЯ АЛЮМИНИЯ

И.В. Рыжиков*, В.С. Виноградов, А.С. Фирсов

Московский государственный университет приборостроения и информатики, Стромынка, 20, Москва, 107966, тел. (495) 269-46-88, e-mail: info@mgupi.ru

Исследовано воздействие нейтронов (2,65 МэВ) и гамма квантов (1,25 МэВ) на люмен-амперные и люмен-вольтные характеристики p-n^{*}-n-гетероструктур на основе AlInGaP и AlInGaN, излучающих в красной (R), желтой (Y), зеленой (G1 и G2) и синей (B) областях спектра с одной квантовой ямой, расположенной в высокоомной компенсированной n^{*}-области и четырьмя квантовыми ямами в модулированной по составу и проводимости оптически активной n-области (G2).

Люмен-амперные характеристики R, G1, G2 и В гетероструктур приведены на графиках рис. 1 [1],

[2]. Их можно аппроксимировать степенной зависимостью: $I_{V} = bI^{m}$.



Рис. 1. Зависимость силы света от тока, флуенса нейтронного и дозы гамма облучения R, G1, G2 и В гетероструктур. Φ , н/см²; D, рад: $1 - \Phi$, D - 0; $2 - \Phi = 10^{12}$, $D = 10^6$; $3 - D = 10^7$; $4 - \Phi = 10^{14}$; $5 - \Phi = 10^{15}$

У гетероструктур с красным цветом свечения линейная зависимость силы света от тока сохранялась в широком интервале токов, флуенсов и доз облучения, а у желтых показатель степени т люмен-амперной характеристики $m \ge 1$ на экспоненциальном участке вольт-амперной характеристики (BAX) и $m \rightarrow 0.5$ на степенном участке BAX.

Люмен-амперные характеристики гетероструктур с зеленым (G1, G2) и синим (B) цветом свечения на экспоненциальном участке ВАХ были близки к линейным, а на степенном $m \rightarrow 0.5$. Люменвольтные характеристики последних состояли из экспоненциального и степенного участков с

фактором «неидеальности» первого β = 1,95–2,2 и показателем степени второго n \simeq 1,0.

Экспериментальные вольт-люмен-амперные характеристики гетероструктур могут быть проанализированы на основе модели, предполагающей диффузионный и дрейфовый перенос носителей в компенсированном слое, преобладание безызлучательной рекомбинации носителей в этом слое и излучательной – в квантовых ямах [1].

Согласно этой модели сила света (I_v) на экспоненциальном и степенном участках ВАХ в случае линейной излучательной и безызлучательной рекомбинации имеет следующий вид:

$$I_V = \frac{\gamma_p W \tau_p}{2e\tau_p d} j; \quad I_V = \sqrt{\frac{3}{2}} \cdot \frac{\gamma_n W}{\tau_R} \sqrt{\frac{(n_0 - p_0)\tau_p}{e(b+1)d}} \sqrt{j} , \tag{1}$$

где τ_{R} , τ_{p} – излучательное и безызлучательное время жизни носителей в квантовой яме шириной W и компенсированном слое шириной d; γ_{p} , γ_{n} – отношение концентрации дырок и электронов в квантовой яме и компенсированном слое; n_{0} и p_{0} – концентрация носителей в компенсированном слое.

Экспериментальные люмен-амперные характеристики согласуются с расчетными, по крайней мере, качественно, т.к. при токах 10^{-7} – 10^{-3} А, отвечающих холловской модели ВАХ, $I_V \sim \tau_p I$, а при токах 10^{-3} – 10^{-1} А, отвечающих степенным участкам ВАХ, $I_V \sim \sqrt{\tau_n} \sqrt{I}$.

Полагая

$$\tau_{0p} / \tau_p = 1 + \tau_0 K_\tau \Phi , \qquad (2)$$

используя экспериментальные данные и расчетные соотношения (1) и (2) нетрудно оценить величину произведения ($\tau_{0p}K_{\tau}$) у красных, желтых, зеленых и синих гетероструктур: 1,2·10⁻¹³ см⁻² (R), 2,3·10⁻¹³ см⁻² (Y), 4.0·10⁻¹⁵ см⁻² (G1), 1,3·10⁻¹⁵ см⁻² (G2) и 5,5·10⁻¹⁶ см⁻² (B).

Радиационная стойкость растет по мере увеличения ширины запрещенной зоны, пропорциональной энергии связи, и уровня легирования оптически активной области. Радиационная стойкость гетероструктур примерно на порядок выше стойкости светодиодов.

- [1] В.С. Абрамов, И.В. Рыжиков, Д.В. Селезнев, В.Н. Щербаков, Математическая модель светоизлучающих гетероструктур на основе твердых растворов фосфида и нитрида галлия индия алюминия, облученных нейтронами и гамма квантами//В сб. «Информационные технологии в науке, технике и образовании». М.: МГАПИ.2005. Т.2. С.67-78.
- [2] В.С. Абрамов, И.В. Рыжиков, Д.В. Селезнев, В.Н. Щербаков, Исследование воздействия нейтронного и гамма облучения на вольт-люмен-амперные характеристики и параметры активной области мощных сверхярких (Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P гетероструктур с красным и желтым цветом свечения// В сб. «Информационные технологии в науке, технике и образовании». М.: МГАПИ.2005. Т.3. С.42-56.
- [3] В.С. Абрамов, И.В. Рыжиков, Д.В. Селезнев, В.Н. Щербаков, Воздействие нейтронного и гамма облучения на сверхяркие гетероструктуры на основе нитрида галлия индия алюминия зеленого и синего цвета свечения//В сб. «Информационные технологии в науке, технике и образовании». М.: МГАПИ.2005. Т.3. С.57–73.

THE INVESTIGATION OF NEUTRON AND GAMMA IRRADIATION ON LUMEN-AMPER CHARACTERISTICS p-n^{*}-n-HETEROSTRUCTURS ON THE BASE OF PHOSHIDE AND NITRIDE GALLIUM, INDIUM, ALUMINIUM

I.V. Rizhikov*, V.S. Vinogradov, A.S. Firsov

The Moscow state university of instrument making and computer science, Stromynka, 20, Moscow, 107966, phone (495) 269-46-88, e-mail: info@mgupi.ru

The lumen-amper and lumen-volt characteristics AlInGaP and AlInGaN heterojunctions emitting light in red (R), yellow (Y), green (G) and blue (B) region spectra were stadied before and after 2,65 MeV neutron and gamma quants (1,25 MeV) irradiation.

The experimental result may be interpreted in terms of a model of light emitting heterojunction, containing a high-ohmic compensated layer and one or some quantum wells in this layer or in resistively modilated optically active region.

Decrease in light intensities under irradiation occurred, predominally, due on life time degradation in the compensated region.

On base of experimental results and mathematical model p-n^{*}-n-structure were estimated life damage constants $(K_{\tau}\tau_{0p})$: 1,2·10⁻¹³ cM²/n for R, 2,3·10⁻¹³ cM²/n for Y, 4,0·10⁻¹⁵ cM²/H for G1, 1,3·10⁻¹⁵ cM²/H for G2 and 5,5·10⁻¹⁶ cM²/H for B structures.

ВЫСОКАЯ КВАНТОВАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ СИНИХ СВЕТОДИОДОВ - СЛАГАЕМЫЕ УСПЕХА

<u>H.M.Шмидт</u>¹, М.Г. Агапов², Е.В. Богданова¹, А.А. Грешнов¹, А.Л. Закгейм¹, Д.А. Лавринович², В.В. Ратников¹, О.А. Солтанович³, А.Е. Черняков¹, В.А. Уелин², Е.Б. Якимов³

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Россия, Политехническая ул., 26, 194021

Санкт-Петербург, тел.2927193, natalia.shmidt@mail.ioffe.ru

² ЗАО «Светлана-Оптоэлектроника», Россия, 194156 Санкт-Петербург, а/я 78

³ Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, 142432 Черноголовка

Начиная с 2003г., предложенный фирмой OSRAM новый подход в технологии сборки (thin GaNtechnology) светодиодов (CД) обеспечил эффективность вывода света до 75% и позволил ведущим фирмам за эти несколько лет достигнуть на чипах коммерческих светодиодов значений внешней квантовой эффективности (ВКЭ) до 40% и мощности излучения 1 Вт. Является ли этот новый подход единственным фактором определяющим успех решения проблемы получения мощных источников белого света на основе синих светодиодов? Для ответа на этот вопрос были проведены экспериментальные исследования C-V, I-V характеристик и зависимостей внешней квантовой эффективности (ВКЭ) от тока коммерческих СД разных фирм в том числе СД фирмы Сгее, а также отечественных СД, произведенных ЗАО «Светлана». Все СД были получены методом эпитаксии из металлорганических соединений на основе квантовых ям (КЯ) InGaN/GaN на длину волны 450-460 нм.

Проведенные исследования показали, что типичным для всех СД, кроме СД фирмы Сгее, является то, что при нулевом смещения только часть КЯ оказывается в области объемного заряда. В результате на части СД уже при смещении 2 В в прямом направлении все ямы лежат вне области объемного заряда. На таких СД наблюдаются минимальные значения ВКЭ 14% (без линз) и слабая зависимость от плотности тока вплоть до 100 А/см² (Рис.1, кривая 1). Для СД, имеющих при этих смещениях хотя бы 1 КЯ, расположенную в области объемного заряда, как правило, наблюдается максимум ВКЭ 20-22% без линз (до 30% с линзами при традиционной сборке по технологии flipchip) с последующим падением ВКЭ с ростом плотности тока (Рис.1, кривая3). При этом наиболее сильное падение ВКЭ при плотностях тока меньших 50 А/см² наблюдается на СД с повышенным динамическим сопротивлением (причины будут обсуждаться в докладе) и перелегированными п⁺ областями (Рис.1, кривая 2). Максимальные значения ВКЭ 36-40% без линз, но с применением новой технологии сборки, получены при плотностях тока меньших 50 A/см² на коммерческих СД фирмы Cree (Рис.1, кривая 4) и слабое падение значений ВКЭ около 10% с ростом тока. Результаты исследования С-V характеристик и профиля распределения носителей на этих СД при Т - 77-300К (Рис.2) показали, что фирмой Стее использована не только новая технология сборки, но и новый дизайн активной области. Размеры КЯ активной области не превышают 10 нм, ямы являются туннельно-связанными, а профиль легирования области, прилегающей к ямам обеспечивает расположение ям в области объемного заряда при рабочих напряжениях. Можно было бы ожидать, что решение проблемы мощных СД найдено. Однако, начиная с плотностей тока 80 А/см² падение значений ВКЭ увеличивается и при плотностях 200А/см² достигает почти 50% в статике и 39% на импульсах (Рис.1, кривая 4). В серии работ, представленных фирмой Lumileds, падение ВКЭ при плотностях тока выше 100 А/см² связывают с Оже-процессом в ямах и экспериментально показывают, что использование двойной гетероструктуры с толщиной твердого раствора 8-10 нм в сочетании с новой технологией сборки позволяет избежать падения ВКЭ при больших плотностях тока и получить при плотности тока 250 А/см² значения ВКЭ 40% и излучаемую мощность 2.3 Вт в импульсном режиме. В работе Nakamura слабое падение ВКЭ (максимальное значение ВКЭ - 37%) получено на СД, выращенных на сапфире и имеющих 5 ям, правда с нестандартным соотношением толшин ям и барьеров 8/18 нм. Автор объясняет свои рекорды использованием т-плоскости сапфира. Однако, и в той и другой работе все рекорды получены при использовании твердых растворов малого состава на длины волн 432 нм (Lumileds), и 407 нм (Nakamura). Переход к более широкозонным твердым растворам и их толщинам более 7 нм представляется вполне логичным. Согласно теоретическим и экспериментальным работам наших соотечественников (Зегря Г.Г. Яссиевич И.Н., Халфин В.П., Соколова З.Н.), выполненных на более узкозонных твердых растворах А³В⁵ переход к более широкозонным твердым раствором во многих случаях изменяет на порядок значения коэффициентов Оже-рекомбинации, а увеличение толщины КЯ более 7 нм позволяет избежать развития беспорогового Оже-процесса, вероятность протекания которого велика в КЯ с размерами меньше 5 нм. Кроме того, авторами работ с рекордными результатами и в проспектах фирмы Стее отмечается улучшенное качество материала СД. Действительно, исследование I-V

характеристик СД фирмы Сгее в диапазоне напряжений 0.1 – 4 В показали, что значения токов утечки этих СД на несколько порядков ниже, чем у коммерческих СД других фирм. Ранее было показано и докладывалось на 4 и 5-ой Всероссийских конференциях по нитридам о том, что этот параметр тесно связан с совершенством наноструктурной организации материала, которое во многом определяет эффективность излучательной рекомбинации СД. Таким образом, результаты проведенных исследований позволяют предполагать, что важными слагаемыми успеха в получении высоко эффективных мощных СД для белых источников света наряду с использованием новой технология сборки, являются улучшение упорядоченности наноматериала СД, использование нового дизайна активной области, обеспечивающего расположение MQW в обедненной области при рабочих напряжениях, использование более широко зонных твердых растворов InGaN с толщиной более 7 нм, позволяющее снизить потери на Оже-рекомбинацию.



Рис.1. Зависимость ВКЭ СД от тока: 1 - СД без линз ЗАО «Светлана»; 2 - СД « Етсоге» без линз; 3 - СД с линзами ЗАО «Светлана»; 4 - СД «Сгее» без линз Рис.2 Профиль распределения носителей заряда в СД «Сree» при разных температурах: 1- 300К, 2- 77К

THE COMPONENTS DETERMINANT PROGRESS IN CREATION BLUE LEDS WITH HIGH EXTERNAL QUANTUM EFFICIENCY

N.M. <u>Shmidt</u>¹, M.G.Agapov², E.V.Bogdanova¹, A.A. Greshnov¹, A.E. Chernyakov¹, D.A. Lavrinovich², A.L.Zakgeim¹, V.V. Ratnikov¹, O.A. Soltanovich³, V.V. Uelin², E.B. Yakimov³

¹ A.F.Ioffe Physico-Technical Institute RAS, 26 Politechnicheskaya str., 194021 St.-Petersburg, Russia, natalia.shmidt@mail.ioffe.ru

² Svetlana-Optoelectronics, P.B. 78, 194156 St.-Petersburg, Russia

³Institute of Microelectronics Technology RAS, Chernogolovka, Russia

C-V, I-V and quantum efficiency -current dependences of InGaN/GaN light-emitting diodes (LEDs) from different firms including Cree and Svetlana optoelectronic have been investigated.

The results obtained allow to conclude that progress in creation LEDs with high external efficiency 40% is determined not only new package technology (thin GaN technology), but also new design of active region with narrow barriers and more wide gap of solid solution InGaN with thickness 8-10 nm. Both last components allow decrease Auger recombination intensity in active region and in result to avoid the drop of external quantum efficiency (QE) values under high current density 200A/cm². New design of active region secures the MQW deposition at depletion region at operating voltage and allows to obtain high QE values.

ФЛИП-ЧИП СВЕТОДИОДЫ AlGaInN С *р*-КОНТАКТОМ НА ОСНОВЕ ПЛЕНОК ІТО

<u>И.П. Смирнова^{*}</u>, Л.К. Марков, Е.М. Аракчеева, М.М. Кулагина, А.С. Павлюченко Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург

*e-mail: irina@quantum.ioffe.ru

Несмотря на значительные успехи, достигнутые в области повышения эффективности светодиодов на основе AlGaInN, увеличение внешней квантовой эффективности остается основной задачей при разработке светодиодов большой мощности, предназначенных для использования в качестве источников белого света. В светодиодах на основе гетероструктур AlGaInN, чаще всего выращенных на подложках из сапфира, эффективность вывода излучения ограничена эффектом полного внутреннего отражения генерируемого света на границах полупроводника с воздухом и с подложкой. Действенными способами повышения эффективности вывода генерируемого излучения являются создание отражающих контактов и применение обращенной (флип-чип) конструкции [1,2], а также формирование оптических неоднородностей в структуре прибора, в частности, рассенвающего свет микрорельфа на поверхности светодиодного кристалла.

Как неоднократно отмечалось [3,4], необходимость получения высокой оптической мощности и эффективности накладывает серьезные требования не только на качество эпитаксиальной структуры AlGaInN и конструкцию светодиодного кристалла, но и на качество и оптимизацию всех технологических этапов изготовления эффективных светодиодов, в частности, на омический контакт к слою *p*-GaN. Для полупрозрачных *p*-контактов в ряде случаев применяются пленки оксидов индия и олова (Indium Tin Oxide, или ITO), обладающие более высоким коэффициентом пропускания по сравнению с тонкими металлическими слоями. В настоящей работе исследовались оптические и электрические свойства пленок ITO с целью их использования для отражающего *p*-контакта в светодиодах флип-чип конструкции. Отдельное внимание было уделено созданию на поверхности пленок ITO рассеивающего свет микрорельефа. Ранее нами были представлены результаты по созданию рассеивающего свет микрорельефа непосредственно на поверхности слоя *p*-GaN [5]. Но из-за малой толщины *p*-слоя в светодиодных гетероструктурах AlGaInN и, как следствие, из-за возникающих утечек, использование разработанной методики весьма ограничено. Поэтому, применение пленок ITO в качестве контакта к слою *p*-GaN представляется перспективным с точки зрения возможности создания на поверхности пленок использование разработанной методики весьма ограничено.

Для нанесения пленок ITO применялся метод электронно-лучевого испарения, использовались два типа исходных гранул: стандартные (желтые, ITOyellow) и синтерированные в вакууме (черные, ITOblack).

Для оценки отражательной способности контактов и определения оптимальных толщин слоев на стандартные покровные стекла толщиной 0,17 мм наносились слои ITO различной толщины: 2, 5, 10 и 70 нм, которые сверху закрывались слоем серебра толщиной 220 нм. Отражательная способность покрытий определялась путем сравнения с отражением от тестового образца. Тестовый образец представлял собой слой серебра толщиной 220 нм, нанесенный на стекло без пленки ITO. Излучение синего светодиода с длиной волны 470 нм фокусировалось на образце, и после отражения от него регистрировалось фотоприемником. Результаты экспериментов сравнивались с отражением от стандартной комбинации металлов, используемой нами для изготовления отражающего контакта к слою *p*-GaN [3,4]: 1.5 нм никеля и 220 нм серебра. Было установлено, что отражательная способность контакта Ni(1.5нм)/Ag(220нм). Приблизительно соответствует отражательной способности комбинации ITO (10нм)/Ag (220нм). Таким образом, используя контакты с меньшими толщинами пленок ITO, можно получить выигрыш в отражении и, соответственно, увеличение внешней квантовой эффективности светодиода. Для изготовления отражающих контактов была выбрана комбинация ITO (5нм)/Аg (220нм).

Были изготовлены светодиодные кристаллы, площадью 350х470 мкм², со следующими отражающими *p*-контактами: ITOyellow (5нм)/Ag (220нм), ITOblack (5нм)/Ag (220нм) и Ni (1.5нм)/Ag (220нм). В качестве *n*-контакта использовалась система Ti/Ag. Было проведено сравнения оптических и электрических характеристик изготовленных кристаллов. Измерения проводились до разделения пластины на отдельные чипы. На Рис. 1 приведены зависимости внешней квантовой эффективности кристаллов от тока накачки. Из рисунка видно, что применение пленок ITO в качестве первого слоя в двухслойной системе *p*-контакта позволяет существенно (~15%) увеличить значение внешней эффективности светодиодов. Сравнение вольт-амперных характеристик (BAX) показало, что прямые падения напряжения для контакта ITOyellow (5нм)/Ag (220нм) меньше аналогичных величин для кристаллов со стандартным

контактом Ni/Ag и составляют менее 2.9 В при токе I = 20мA. ВАХ для кристаллов с *p*-контактом ITOblack(5нм)/Ag(220нм) были несколько хуже.

В качестве первого подхода для создания рассеивающего свет микрорельефа было применено ионное травление пленок ITO в аргоновой плазме при различных значениях мощности разряда, давления газа и времени травления. Показано, что, изменяя параметры ионного травления, можно получать пленки с различным микрорельефом на поверхности (Рис. 2). В дальнейшем мы планируем исследовать светодиодные кристаллы, в которых используются слои ITO с различным характерным микрорельефом, и оценить влияние параметров этого микрорельефа на величину внешней квантовой эффективности светодиодов.



Рис. 1. Зависимость внешней квантовой эффективности от тока накачки

Рис. 2. Микрофотография поверхности пленки ІТО после сухого травления в аргоновой плазме

- [1] J. Wierer, D. Steigewald, M.R. Krames, et al. Appl. Phys. Lett. 78, 3379 (2001)
- [2] D.A.Zakheim, I.P.Smirnova, E.M.Arakcheeva, et al. Physica status solidi (c) 1, 2401 (2004).
- [3] Д.А.Закгейм, И.П.Смирнова, И.В.Рожанский и др. ФТП 39, 885 (2005).
- [4] И.П.Смирнова и др. Нитриды Галлия, Индия и Алюминия структуры и приборы. Тезисы докладов 5-й Всероссийской конференции, с.63 (Москва, 2007).
- [5] И.П.Смирнова, Д.А.Закгейм, и др. Нитриды Галлия, Индия и Алюминия структуры и приборы. Тезисы докладов 4-й Всероссийской конференции, с.134 (С.Петербург, 2005).

FLIP-CHIP AIGaInN-BASED LEDs WITH INDIUM TIN OXIDE p-CONTACTS

<u>I.P.Smirnova</u>^{*}, L.K.Markov, E.M.Arakcheeva, M.M.Kulagina, A.S.Pavlyuchenko A.F. Ioffe Physico-Technical Institute, RAS, 194021 St. Petersburg *e-mail: irina@quantum.ioffe.ru

In this work, we study the optical and electrical properties of thin indium tin oxide (ITO) films to apply them as a reflective *p*-contact in flip-chip AlGalnN-based LEDs. It was shown that the reflectivity of ITO(5nm)/Ag(220nm) coating was significantly higher than that for the standard Ni(1.5nm)/Ag(220nm) contact. The LED chips with ITO(5nm)/Ag(220nm) as a reflective *p*-contact showed an increase in the external quantum efficiency by 15% and lower values of the forward voltage. ITO films are also promising for producing a microroughed surface on their tops. It was shown that an appropriate choice of the ion etching parameters allowed us to obtain the relief providing better conditions of the light extraction. A use of the microroughed ITO films for *p*-contacts can lead to a further increase in the LED external efficiency.

ЭФФЕКТИВНЫЕ ФТОРИДНО-ОКСИДНЫЕ ФОТОЛЮМИНОФОРЫ ДЛЯ БЕЛЫХ СВЕТОДИОДОВ НА ОСНОВЕ In-Ga-N СТРУКТУР

<u>Сошин Н.П</u>¹, Ло Вей Хун², P.Tsai²

¹ФГУП 'НИИ Платан '.Заводской проезд д 2 .141195 Фрязино Моск.обл.Россия

Тел: +7(495)456 8888, E-mail: soschin@mail.ru;

² Yanotech Co, 1F, Building B, NO. 18, Lane 1305, Rd .HuaJing, Dist. Xuhui, Shanghai, China(200231)

Оксидные редкоземельные люминофоры со структурой граната являются одними из важнейших материалов в производстве холодно и тепло белых светодиодов на основе полупроводниковых структур из In-Ga-N. Алюмо-иттриевый гранат $Y_2Al_5O_{12}$:Ce, UAG:Ce, алюмотербиевый гранат $(Tb,Ln)_3Al_5O_{12}$:Ce (Ln=Y,Gd,Lu) и твердые растворы между $Y_3(Al.Ga)_5O_{12}$, Gd₃Al₅O₁₂ и Lu₃Al₅O₁₂ составляют основу этих широко используемых люминофоров. Варьируя содержание Y, Gd, Lu, Tв, Al, Ga в основании материалов, удается в широких пределах изменять их параметры:

- положение максимума излучения от λ_{max} =538нм до λ_{max} =590нм,
- полуширину спектра излучения $\lambda_{0.5}$ от λ =120нм до λ =132нм
- коррелированную цветовую температуру излучения от T=2800K до T=10000K,
- дисперсность гранулометрического состава от $d_{50}=1.5\mu$ до $d_{50}=8\mu$.

В современных светодиодах материалы типа ФЛЖ (Фрязино) или YAG-1 (Шанхай) обеспечивают световые потоки в сотню люмен и эффективность до 100 люмен/Ватт.в рабочем режиме с W=1 Ватт[1,2,3].

За рубежами России применение этих материалов, известных в катодной электронике и ядерней физике еще с 1965 года, неоправданно юридически ограничивается вследствие недоказанных нарушений правовых претензий одной из компаний.

В нашей работе описана принципиально новая фторидно-оксидная модификация люминофоров со структурой граната, имеющая общую стехиометрическую формулу ($\Sigma \ln$)₃Al₂[AlO₄-x{Fx}]₃, где Ln=Yu или Gd ,и/илиTв, и /или Lu, и /или Eu, и /или Sm. Синтез подобной двухлигандной композиции был проведен методами контролируемого расплавного спекания из наноразмерного сырья высокой чистоты (4N) в восстановительно-фторирующей атмосфере (H₂+N₂+HF) при температурах от 1200°-1500°C. В подобных условиях достигается замена до 25% O⁻² ионов на фторидные ионы F⁻¹, которые по расчетам детального равновесия точечных дефектов должны находиться как в узлах, так и в междуузлиях Al(O.F) тетраэдров. Для иттриевого фторидно -кислородного граната с активациеий [Ce]=0.03 атомной доли получено значение параметра кристаллической кубической решетки при [F]=x=1 a=11.9601-11.9708 A в сравнении с a=12.1 A для стандартного материала.

Получены также гранатные материалы (Lu.Ce)₃Al₂ [Al(O_{3.5}F_{0.5})]₃. (Gd,Ce) ₃Al₂[Al(O_{3.2}F_{0.8}]₃ и ранее не синтезируемые гранаты лантановой подгруппы (La ,Ce)₃ Al₂[Al(O_{3.6}F_{0.4})]₃; (La ,Ce,Pr)₃ Al₂[Al(O_{3.8}F_{0.2})]₃ и т.д.

Иттрий - содержащие композиции(Y Ce)Al₂[Al(O_{3.5}F)] ₃ могут быть активированы церием в пределах концентрации [Ce]=1.5-3% атомных доли и по своим параметрам существенно отличаются от стандартного YAG :Ce:

- коротковолновым сдвигом края полосы возбуждения с λ=470нм до λ=462нм,
- коротковолновым сдвигом положения спектрального максимума от λ max=548нм до λ max=531нм,
- существенным сужением на 10-12 нанометров спектральной полосы излучения,
- увеличением вдвое коэффициента поглощения первичного синего излучения ,
- четко наблюдаемой длинноволновой ассиметрией на 12-15нм спектральной полосы излучения,
- зависимостью этих параметров от соотношения между концентрациями ${\rm O}^{\text{-}2}/{\rm F}^{\text{-}1}$ в основании люминофора.

Особенностью предложенного метода синтеза является получение конечного продукта в виде неагломерированных монокристаллических микрозерен. имеющих близкую к естественному гранату морфологию в виде тетрагонтриоктаэдров или ромбододекаэдров. На поверхности зерен в процессе их финишной обработки формируется наноразмерная пленка силикатов(100 нм). увеличивающая взаимную адгезию зерен и полимерного связующего в люминофорном конвертере СИД.

Синтезированные в условиях оптимального технологического процесса фторидно-оксидные гранаты имели высокую квантовую эффективность $\zeta \ge 0.97$; при узкой спектральной полосе с $\lambda_{0.5}=110$ нм и положении спектрального максимума $\lambda_{\rm max}=552$ нм это обеспечивает люмен-эквивалент излучения люминофора Q=380-400 люмен/св Ватт в сравнении со значением для стандартного люминофора Q_L=318-325 люмен/св.Ватт.

Промышленные партии фторидно-оксидного люминофора в производстве холодно-белых светодиодов на основе структрур In-Ga-N с низким температурным сопротивлением обеспечили силу света J=126 кд для 2 Θ =60°и световой поток от F=100 люмен до F=106 люмен при рассеиваемой электрической мощности W=1Barr. В режиме с W=0.5вт--.0.25вт.--0.1вт. световой поток от белых светодиодов с координатами цветности X=0.34, y=0.346 составил соответственно F_{0.5}=56 люмен, F_{0.25}=31 люмен и F_{0.1}=14.6 люмен, а световая отдача соответственно $\zeta_{0.5}$ =112 люмен/Вт, $\zeta_{0.25}$ =124люмен/Вт, $\zeta_{0.1}$ =146 люмен/Вт.

После первых 2500 часов испытания на долговечность сила света холодно белых светодиодов возрастает на 3-12%. координаты цветности и цветовая температура в режиме старения не изменяются. При нагревании приборов до 125-150°С. в течении 10 минут сила света его излучения уменьшается на 10-12% при сохранении постоянными координат цветности свечения и цветовой температуры.

Увеличение атомной доли гадолиния до 0.90 по отношению к 0.1 доли иттрия необходимо при синтезе гранатов с оранжевым свечением, создающим тепло-белые оттенки излучения в светодиодах. Для этого был разработан гадолиний фторидно-оксидный гранат $(Gd_{0.87}Y_{0.1}Ce)_3Al_2[Al(O_{4-x}F_x)]_3$. Сужение основной полосы излучения до $\lambda_{0.5}$ =116-120 нанометров достигалось при этом увеличенной концентрацией вводимого фтор-иона. Материал имел доминирующую длину волны λ_d =584-588 нанометров, а для двухактиваторных составов(Ce.Pr) λ_d =609 нанометров. Фторирование сопровождается при этом увеличением термической устойчивости излучения тепло белого фотолюминофора. Световой поток тепло-белых приборов составил более 80 люмен, а световая отдача более 80 лм./Вт при цветовой температуре в 3000К.

Организовано массовое производство новых фторидно-оксидных гранатных фотолюминофоров.

- [1] Мощные светодиоды белого свечения с световым потоком до 300 лм и световой отдачей до 70лм/Ватт. Коган Л.М. Гальчина Н.А,Рассохин И.Т. Сощин.Н.П.Тезисы докладов5-й Всероссийской конференции"Нитриды галлия, индия, алюминия – структуры и приборы".стр. 57-58.
- [2] Сравнительные характеристики различных классов фотолюминофоров для белых СИД Сощин Н. П. Там же, стр 59-60.

[3] Мощные белые светодиоды с улучшенной до 100 люмен. Вт светоотдачей. Гальчина Н.А.Коган Л.М Полищук А.Г.Россохин И.Т, Сощин НП, Юнович А.Э, Светотехника.2007. №3. стр24-26.

GARNET STRUCTURE FLUORIDE-OXIDE PHOTOLUMINESCENT PHOSPHORS FOR WHITE LIGHT-EMITTING DIODES

N.Soschin^{1*}, Luo Weihong², P.Tsai²,

¹"Platan"R&DI ,Fryazino,Russia ,E-mail: soschin@mail.ru

² Yanotech Co,1F, Building B,NO.18,Lane 1305,Rd .HuaJing,Dist. Xuhui, Shanghai, China(200231)

We have prepared different modifications of new fluoride-oxide phosphor materials with a general formula $(\Sigma lu)_3 A l_2 (A IO_{4-x} \{F\}_{x)3}$. Synthesis of these one-phase compositions was conducted by a method of preliminary deposition or nanosized solid-state sintering in a controlled reducing-fluorenating atmosphere (H₂+N₂+HF). Y, Gd, Lu, Tb, Yb compositions were obtained with up to 25% O⁻²anion sites substituted by F⁻¹ ions. The heterovalent substitution was followed by entering one more F⁻¹ ion into interstitial space of Al(O,F)₄ tetrahedron. The synthesized materials have a cubical lattice with a lattice parameter d = 11.96-11.97Å for an yttrium composition in which up to 10% oxygen are substituted for fluorine.

On the basis of fluoride-oxide phosphors the cold-white light-emitting diodes with I=100000 mcd and light output η >124 lm/W were fabricated.

СВЕТОДИОДЫ ТЕПЛОГО БЕЛОГО СВЕЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ p-n- ГЕТЕРОСТРУКТУР InGaN/AIGaN/GaN, ПОКРЫТЫХ ЛЮМИНОФОРАМИ ИЗ ИТТРИЙ-ГАДОЛИНИЕВЫХ ГРАНАТОВ

Н.П.Сощин¹*, Н.А.Гальчина², Л.М. Коган², С.С. Широков³ А.Э. Юнович³

¹ Федеральное государственное унитарное предприятие "НИИ "Платан", 141190 гор. Фрязино.

² Научно-производственный центр оптико-электронных приборов «ОПТЭЛ», 105187 Москва.

³ Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова (физ. фак-т), 119991 Москва. soschin@pochta.ru

Изучены спектры электролюминесценции и цветовые характеристики светодиодов белого свечения на основе p-n- гетероструктур типа InGaN/AIGaN/GaN с синим излучением ($\lambda_{max} \approx 460$ нм), покрытых люминофорами, активированными ионами Ce³⁺. Синтезированы и описаны люминофоры типа алюминий-гадолиний-иттриевых гранатов со сдвигом максимума излучения в оранжевую область спектра. Максимум в спектрах их возбуждения изменяется в пределах 460-470 нм; спектры люминесценции имеют максимумы от 530 до 590 нм и ширину на половине интенсивности от 120 до 135 нм, в зависимости от состава соединений. Подбор отношения интенсивностей синей и желто-оранжевой полос позволяет сдвинуть координаты цветности белых светодиодов в область "теплого" свечения с коррелированной цветовой температурой до 3000 К и индексом цветопередачи до 70.

Одним из механизмов длинноволнового сдвига излучения Ce^{3^+} в гранатах является изоморфное замещение большей доли иона Y^{3^+} в катионной подрешетке на ион Gd^{3^+} . Ионные радиусы этих элементов при координационном числе k=6 равны, соответственно, $\tau_V=0.97$ Å и $\tau_{Gd}=0.94$ Å, что указывает на возможность образования в ряду $Y_3Al_5O_{12}$ -Gd₃Al₅O₁₂ не распадающихся твердых растворов. Созданы люминофоры составов (Gd_{0.62}Y_{0.35}Ce_{0.03})₃Al₅O₁₂ и (Gd_{0.97}Ce_{0.03})_{Al₅O₁₂, с параметрами решеток a=12,068 Å и a=12,02 Å. Длинноволновый сдвиг максимума в спектрах люминесценции составлял для первого из этих составов 571-535=36 нм, а для второго 583-535=48 нм. Ширина спектров увеличивалась до 128 - 133 нм.}

Спектры электролюминесценции белых СД для люминофора (Gd_{0.92}Y_{0.05}Ce_{0.03})₃Al₅O₁₂ в зависимости от тока представлены на рис. 1а. В спектрах наблюдается 2 максимума интенсивности излучения. Максимум на длине волны 450 – 456 нм соответствует излучению кристалла СД, а максимум на длине волны ≈590 нм соответствует излучению люминофора. Следует отметить, что отношение интенсивностей пиков СД и люминофора всегда меньше единицы. Этот параметр существенно влияет на цветовые характеристики СД.

На цветовой диаграмме МКО-1931 (рис. 16) показаны координаты цветности образцов светодиодов с люминофорами $(Gd_{0.62}Y_{0.35}Ce_{0.03})_3Al_5O_{12}$ и $(Gd_{0.97}Ce_{0.03})Al_5O_{12}$ при большом и малом токе инжекции. Коррелированная цветовая температура составляла 2860-3010 К. Световая эффективность (люмен - эквивалент) этих образцов при токе J = 350 мА составляет 355±2 лм/Вт, общие индексы цветопередачи 67. Абсолютные значения мощности излучения при токе 25 мА, измеренные с помощью интегрирующей сферы, составляли 9,9 мВт. Это соответствует к.п.д. 14.6%, световому потоку 3.55 лм и световой отдаче 52 лм/Вт. При токе 350 мА значения мощности излучения кощности излучения от тока для образца 573 W, рассчитанные из зависимости интегральной интенсивности спектров излучения от тока, составляли 82 мВт и 30 лм. Это соответствует световой отдаче 25 лм/Вт.

Выбор «чипов» и технологии нанесения описанных люминофоров позволяет получить образцы белых светодиодов с указанными цветовыми характеристиками со световой отдачей до 40-50 лм/Вт при токе 350 мА.



Рис. 1 (а) Спектры электролюминесценции образца У-573 Бл, созданного на основе люминофора (Gd_{0.62}Y_{0.35}Ce_{0.03})₃Al₅O₁₂, в зависимости от тока. (б) Положение координат цветности образцов У-573 Бл и У-799 (на основе (Gd_{0.97}Ce_{0.03})Al₅O₁₂) при малом и рабочем токе на цветовой диаграмме МКО 1931 г (индекс «s» означает малый ток, а «b» - рабочий).

WARM WHITE LEDS BASED ON InGaN/AIGaN/GaN p-n- HETEROSTRUCTURES COVERED WITH GARNETE PHOSPHORS

<u>N.P.Soschin¹</u>*, N.A.Galchina², L.M.Kogan², S.S.Shirokov³, A.E.Yunovich³ ¹Research Institute "Platan", 141190 Moscow, Russia ² "Optel Center", 105187 Moscow, Russia ³M.V.Lomonosov Moscow State University,Department of Physics,119899 Moscow, Russia soschin@pochta.ru

Electroluminescence spectra of light emitting diodes (LED) based on InGaN/AlGaN/GaN p-nheterostructures covered by Yttrium-Gadolinium garnet phosphors were studied. These phosphors were activated by Ce^{3+} . Color temperature of these samples increased from 2860 K to 3010 K with current increase from 1 mA to 350 mA. Power and luminous flux were 82 mW and 30 lm at 350 mA. Color coordinates placed in the region of "warm" white light (0,453; 0,419) – (0,431; 0,394) and color rendering index is up to 70. The luminous efficacy of the best LEDs was 40-50 lm/W at 350 K

ИОННО-ЛУЧЕВОЕ ФОРМИРОВАНИЕ ПРОЗРАЧНОГО ОМИЧЕСКОГО КОНТАКТА Au/BeO HA P-GaN

<u>А.И. Стогний</u>^{*}, Н.Н. Новицкий¹, Е.В. Луценко², А.С. Шуленков³, А.В. Беспалов⁴, А.А. Евдокимов⁴ ¹ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению», ул. П.Бровки 19, 220072, г. Минск,

тел. +375(17)284-13-06, e-mail: stognij@ifttp.bas-net.by

²ГНУ Институт физики им. Б.И.Степанова, пр. Независимости, 68, 220072, г. Минск.

³УП Минский НИИ радиоматериалов, ул. Кижеватова 86, 220024 г. Минск.

⁴Московский государственный институт радиоэлектроники, электроники автоматики (ТУ)

Омические контакты к эпитаксиальным слоям p-GaN светодиодных и детекторных структур должны быть прозрачными в требуемом спектральном диапазоне, иметь низкие значения контактного сопротивления, обеспечивать механическую прочность и обладать термостабильными свойствами в условиях длительной эксплуатации. Стандартные методы металлизации, состоящие в подборе состава многослойных контактных пленочных структур и определении условий их отжига, не позволяют удовлетворить перечисленным требованиям. В связи с этим предложены методы изготовления прозрачных омических контактов наноразмерной толщины к эпитаксиальным слоям на основе p-GaN, заключающиеся в увеличении концентрации легирующей примеси в приконтактных областях и применении металлов, образующих при термообработке оптически прозрачные химические соединения, способствующие уменьшению высоты потенциального барьера на границе контакта с поверхностью слоя p-GaN [1, 2].

Контактная структура формировалась следующим образом. Поверхности подложек в течение 20– 30 минут очищались потоком ионов азота с максимальной энергией 180 эВ и средней энергией ~120 эВ, потом через сеточные источники ионов с холодным полым катодом напускался кислород и проводилось предварительное нанесение слоев на образец-спутник в течение одной–двух минут для золота и десяти–пятнадцати минут для бериллия. Далее позиционировались рабочие образцы, нагретые до температуры 350...370°С, и на их поверхность последовательно наносились слой золота со средней скоростью 2,2 нм/мин и слои оксида бериллия со скоростью 0,6 нм/мин. Толщина нанесенных слоев оценивалась на основе сравнения спектров пропускания и значений поверхностного сопротивления полученных контактных структур со значениями эталонных образцов, толщина слоев которых измерялась при помощи атомно-силового микроскопа [3].

Измерения показали, что оптимальная структура имеет вид BeO (3нм)/Au (4нм)/BeO (3нм)/p-GaN, а оптимальное значение температуры составляет 350...370°С, контактное сопротивление после нанесения составляет 6×10⁻⁴ Ом×см, после выдержки на воздухе в течение 24 часов при температуре 550° C растёт до 2.4×10^{-3} , при этом коэффициент термостабильности равен 4, а прозрачность на длине волны 460 нм составляет 78%. При меньших значениях толщины нижнего слоя оксида бериллия нарушается омический характер вольт-амперной характеристики контакта, а при большей толщине наблюдался быстрый рост контактного сопротивления. Толщина верхнего слоя оксида бериллия наименее критично влияет на свойства контактной структуры. Однако, исследования методом атомно-силовой микроскопии показали. что среднеквалратическая шероховатость поверхности образцов после термоиспытаний увеличивается для пленок бериллия толщиной менее 3 нм, а для пленок большей толщины остается практически неизменной. Толщина пленки золота наиболее критично влияет на свойства контактной структуры. Пленка толщиной менее 3 нм имела островковый вид после термоиспытаний, что приводило к деградации контактной структуры. Оптическое пропускание в диапазоне толщин золота от 3 нм до 6 нм уменьшалось по нелинейному закону, а поверхностное сопротивление уменьшалось по линейному закону. Оптимальное значение толщины пленки золота составило примерно 4 нм.

Оптимальный интервал температуры нагрева образцов составил 350...370°С, т.к. при больших температурах пленки оксида бериллия после осаждения имели островковый вид, что нарушало омический характер проводимости контактной структуры. При меньших значениях температуры нагрева образцов наблюдалось увеличение поверхностного сопротивления контактной структуры и, кроме того, в процессе испытаний на термостабильность контактное сопротивление возрастало более чем на порядок уже после первых десяти часов выдержки.

- [1] Jang H.W., Kim KJH., Kim J.K., Hwang S.-W., Yang J.J., Lee K.J., Son S.-J., Lee J.-L. Appl. Phys. Lett. 79, 1822 (2001).
- [2] Патент US6287947 Method of forming transparent contacts to a p-type GaN layer, Maranowski Steven A (US), et.al, STEIGER-WALD DANIEL A (US).
- [3] Стогний А.И., Новицкий Н.Н., Тушина С.Д., Калинников С.В. ЖТФ. 73(6), 86 (2003).



АСМ-изображение поверхности нитрида галлия после очистки потоком ионов азота



АСМ-изображение поверхности нитрида галлия с нанесённым контактом

ION-BEAM FORMATION OF TRANSPARENCY OHMIC CONTACT BEO/Au/BeO TO P-TYPE Gan

A.I. Stognij^{1}, N.N. Novitski¹, E.V. Lutsenko², A.S. Shulenkov³, A.V.Bespalov⁴, A.A. Evdokimov⁴* ¹SSPA «Scientific-Practical Materials Research Centre of NAS of Belarus», Brovki str. 19, 220072 Minsk tel. +375(17)284–13–06, e-mail: stognij@ifttp.bas-net.by

²Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus Nezavisimosti Ave, 68, 220072, Minsk.

³Unitary Enterprise «Minsk Research Institute of Radiomaterials», Kizhevatova str. 86, 220024 Minsk. ⁴MIREA.

High-transparency ohmic contacts to p-type GaN as nanosize trilayer BeO/Au/BeO/p–GaN were prepared by oxygen ion-beam sputter-deposition. The light transmittance of the BeO (3nm)/Au (4nm)/BeO (3nm) was measured to be 78% at 460 nm. Specific contact resistance was $6 \times 10^{-4} \Omega \times cm$ after formation, and $2.4 \times 10^{-3} \Omega \times cm$ after annealing at 520°C (24 h).

ЛОКАЛИЗАЦИЯ ОБЛАСТИ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ Gan/Ingan с системой множественных квантовых ям

А.А. Арендаренко, <u>И.Г. Ермошин</u>, Ю.Н. Свешников*, И.Н. Цыпленков.

ЗАО "Элма-Малахит"-ДО ОАО "Концерн Энергомера". Пр.4922, д.4, стр.3, 124460, Москва,

Зеленоград

тел. +7(495)5328370, e-mail: sveshnikov@emal.zelcom.ru;

Несмотря на широкое распространение гетероструктур GaN/InGaN с системой множественных квантовых ям (МКЯ) для производства светоизлучающих устройств и интенсивные исследования механизмов электролюминесценции (ЭЛ) в таких структурах, целый ряд принципиальных вопросов требует более глубокого изучения. В их числе и понимание того, почему же использование системы МКЯ позволяет заметно увеличить квантовую эффективность ЭЛ по сравнению со структурами, содержащими одиночную квантовую яму.

В последнее время все больше исследователей склоняются к выводу о том, что начальная область системы МКЯ выполняет роль некой сверхрешетки, приводящей к более благоприятным условиям роста последующей части системы МКЯ, но не принимающей участия в излучательных процессах [1,2].

Нами проведена серия экспериментов, направленных на более детальное изучение особенностей формирования области МКЯ в структурах GaN/InGaN и соответствующих излучательных характеристик.

Гетероструктуры получали МОС-гидридным методом на установке D-180 фирмы Veeco. В качестве подложек использовались пластины сапфира (0001). Система МКЯ формировалась на предварительно выращенном п⁺-GaN слое толщиной 2,5 мкм и, как правило, состояла из барьеров GaN толщиной 7,5 нм и ям InGaN толщиной 2,5 нм с содержанием In 16-18 ат.%. Сверху выращивалась р-область AlGaN-GaN, легированная магнием, толщиной 0,15 мкм. После активации Mg на полученных структурах исследовались спектры ЭЛ.

На первом этапе исследований варьировалось число квантовых ям в структуре. При этом все КЯ выращивались при одинаковой температуре ~740°С. На рис.1(а) показана зависимость интенсивности и длины волны максимума ЭЛ в зависимости от количества КЯ. Как видно из рисунка, интенсивность ЭЛ резко возрастает при увеличении числа КЯ от 1 до 4 – 5, а затем незначительно уменьшается.

Затем были проведены два процесса с пятью КЯ, в которых температурный режим получения КЯ ступенчато изменялся в диапазоне 730-750 °С, причем в первом случае температура во время роста КЯ понижалась (результаты измерения ЭЛ и ФЛ показаны на рис.1(б)), а во втором повышалась в указанном промежутке (результаты измерения ЭЛ и ФЛ показаны на рис.1(б)). Для сравнения на рис.1(г) показаны спектры для структуры, пять КЯ которой были получены в изотермических условиях. Можно видеть, что спектры ФЛ отражают изменение температуры роста отдельных КЯ (спектры уширены в коротковолновую или длинноволновую сторону), в то время как спектры ЭЛ для всех структур практически симметричны, их полуширина составляет ~ 20 нм, а максимумы соответствуют условиям роста последней КЯ. Этот результат предполагает, что во всех случаях процесс излучательной рекомбинации происходит только в КЯ, ближайшей к р-п переходу.

Для подтверждения такого вывода была проведена серия процессов, в которых из 7 КЯ, составляющих область МКЯ, первые КЯ имели постоянную толщину 2 нм (что соответствовало длине волны максимума ЭЛ 440 нм), а одна, две или 3 последних КЯ имели толщину 2,5 нм. Предполагалось, что если в процессе ЭЛ участвует не только последняя КЯ, то можно было ожидать изменения как интенсивности, так и формы спектров ЭЛ. Однако, во всех случаях не было отмечено сколько-нибудь заметных изменений ни в интенсивности ЭЛ, ни в положении максимума длины волны спектра ЭЛ, ни в форме самого спектра.

Таким образом, можно полагать, что основной вклад в процесс ЭЛ вносит только одна КЯ, ближайшая к p-n переходу, при этом роль нижележащих КЯ заключается в подготовке условий для получения высокого уровня излучательной рекомбинации в этой, последней, КЯ. Что это за условия – соответствующая структура, напряжения, рельеф – вопрос дальнейших исследований на пути оптимизации конструкции и технологии структур для СИД.



Рис. 1 Зависимость оптических характеристик светодиодных структур от числа КЯ и температурных режимов роста активной области

а) зависимость отн.интенсивности и длины волны максимума ЭЛ от числа КЯ в структуре

б)-г) –спектры ЭЛ и ФЛ для различных режимов роста МКЯ

(б) –снижение температуры; в) – повышение температуры; г)-изотермичесикй режим)

 М.Г. Агапов, Д.В. Давыдов, Д.А. Лавринович и др. Доклад на 5-й Всероссийской конф. "Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы" (Москва, МГУ, 2007)

[2] A.David, M.Grudmann, J.Kaeding et.al. Appl.Phys.Lett. v.92, issue 5, 053502 (2008)

ELECTROLUMINESCENCE AREA LOCALIZATION IN LEDs HETEROSTRUCTURES WITH GaN/InGaN MQWs

A.A. Arendarenko, I.G. Ermoshin, Yu.N. Sveshnikov*, I.N. Tsyplenkov

JSC "Elma-Malahit", pass.4922, b.4/3, Moscow, Zelenograd, 124460

tel.: +7(495)5328370, e-mail: sveshnikov@emal.zelcom.ru;

Despite the fact that numerous research studies have already been made with a view to improving emission efficiency of LEDs there is a lack of full understanding of recombination process. The main misunderstanding is why MQW structure improves optical characteristics of LEDs comparing to single quantum well structures.

We carried out several experiments to study formation of MQWs and their emission properties. Samples grown in different conditions were analyzed in terms of photo- and electroluminescence. The result of this study proves that electroluminescence properties of the GaN/InGaN structure depend on the growth condition of the QW nearest to the p-n junction and it is the last quantum well that works as emitting area. QW's below the upper one in MQWs stack do not contribute to light emission but create favorable conditions for the high quality last quantum well growth.

СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ КПД МОЩНЫХ СИНИХ СВЕТОДИОДОВ

<u>Ю.В. Трофимов¹</u>, В.И. Цвирко¹*, П.П. Асламов²

¹Институт физики НАН Беларуси, пр. Независимости 68, 220072, Минск, Республика Беларусь, тел.: +375(17)284-13-62, e-mail: tsvirko@inel.bas-net.by;

²УП "ДМТ Технолоджи", пр. Победителей 89, оф. 11, 220020, Минск, Республика Беларусь,

тел./факс +375(17)209-63-41, e-mail: tako@dmt-trade.com;

Проведены сравнительные исследования мощных синих коммерческих светодиодов. Для измерений были отобраны светодиоды LXK2-PB14-P00 (№1), LXK2-PR14-Q00 (№2), LXHL-LB3C (№3), LXML-PB01-0018 (№4) и NS6B083 (rank WP5L) (№5). Первые четыре типа – светодиоды различных поколений с потребляемой мощностью до 3 Вт, изготовленные Philips Lumileds Lighting по технологии flip-chip. Образец №3 (Luxeon III Star) – представитель первого поколения мощных светодиодов. Образцы № 1 и №2 – светодиоды второго поколения (Luxeon K2), допустимая температура активной области которых увеличена с 120°С до 185°С за счет использования усовершенствованных технологий посадки и новых материалов 0. Образец №4 – светодиод в миниатюрном корпусе (3×4,5×2,1 мм) (Luxeon Rebel) с керамическим теплоотводящим основанием. Образец №5 – одноваттный светодиод производства Nichia, представляющий собой сборку из шести кристаллов, соединенных параллельно. По нашим оценкам размеры кристаллов образцов №№1–4 составляют 1×1 мм², а образц № 5 – 0,32×0,32 мм².



Рис.1. Спектральные распределения мощности излучения при токе 350 мА (а), зависимости мощности излучения (b) и КПД (c) от тока и соотношения между КПД светодиодов и излучаемой мощностью (d)

Спектральные измерения образцов проводились на спектрорадиометрическом оборудовании Instrument Systems, включающем сканирующий спектрометр SPECTRO 320 и интегрирующую сферу. Образцы №№ 1–3 с помощью специальных адаптеров устанавливались на активное теплоотводящее основание, температура которого поддерживалась постоянной 20°C±0,2°C. Образцы № 4 и № 5 были запаяны на алюминиевую плату диаметром 40 мм, которая, в свою

очередь, устанавливалась на пассивный алюминиевый радиатор диметром 60 мм и толщиной 12 мм. Во время измерений температура окружающей среды составляла 20°C±1°C. Измерения проводились на постоянном токе после наступления тепловой стабилизации светодиодных источников излучения.

Спектральные распределения электролюминесценции образцов и зависимости мощности излучения от тока приведены на рисунках la и lb. Наблюдался характерный для светодиодов на основе нитридов индия галлия спад интенсивности излучения при смещении полосы излучения в длинноволновую сторону. Для образцов № 1 и № 5 при токе 350 мА наблюдались практически идентичные спектральные распределения излучения.

Внешний квантовый выход образцов достигал максимума при различных значениях токах. Причем наибольшим значением (около 31 %) характеризовались образцы № 2 и № 5 при токе 5 мА и 30 мА, соответственно. Из графических зависимостей на рисунках 1с и 1d следует, что для величины тока ниже 0,5 А «шестикристальный» светодиод NS6B083 (№ 5) характеризовался наибольшим внешним квантовым выходом. В диапазоне значений тока 0,5 – 1 А наибольшим КПД (от 16% до 12%) обладает светодиод LXK2-PB14 (№ 1). Максимальный КПД образца № 1 близок 21% при токе 50 мА.

В ходе выполнения сравнительных исследований мощных синих светодиодов производства Philips Lumileds Lighting и Nichia было установлено, что наибольшим КПД (до 31%) при токе питания ниже 0,5 А характеризуется светодиод NS6B083, а при токе выше 0,5 А – светодиод LXK2-PB14-P00 из серии Luxeon K2.

 M.R. Kramers, O.B. Shchekin, R. Mueller-Mach, G.O. Mueller, L. Zhou, G. Harbers, M.G. Craford. IEEE J. Display Technol., 3, 160 (2007).

COMPARATIVE EFFICACY ANALYSIS OF POWER BLUE LEDs

<u>Yu.V. Trofimov¹</u>, V.I. Tsvirko¹*, P.P. Aslamov²

¹Institute of Physics of NAS of Belarus, Independence Ave. 68, 220072, Minsk, Belarus, phone: +375(17)284-13-62, e-mail: tsvirko@inel.bas-net.by;
 ²UE "DMT Technology", Pobediteley Ave. 89, 220020, Minsk, Belarus, phone: +375(17)209-63-41, e-mail: tako@dmt-trade.com;

Comparative analysis of external quantum efficacy of power blue LEDs from Philips Lumileds Lighting and Nichia in the current range from 5 mA to 1 A are carried out. All spectroradiometric measurements were fulfilled on Instrument Systems equipment. As a result of measurements the highest quantum efficacy and radiant power was found for Nichia NS6B083 LED for current values below 0.5 A ($QE \approx 31\%$ at 30 mA and 19% at 350 mA). For current values from 0.5 to 1 A the Luxeon K2 (LXK2-PB14-P00) LED from Lumileds has the highest quantum efficacy and radiant power ($QE \approx 16\%$ at 0.5 A and 12% at 1A).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ ТОКОВЫХ ПЕРЕГРУЗОК НА ДЕГРАДАЦИЮ МОЩНЫХ СВЕТОДИОДОВ

А.Г. Полищук¹, <u>А.Н. Туркин^{1,2}*</u>, *В.М. Харитонов¹*. ¹ПРОСОФТ. Профсоюзная ул., 108, 117437, Москва,

тел. +7(495)2321652, e-mail: turkin@xlight.ru;

² МГУ им.М.В.Ломоносова, физический факультет. Ленинские Горы, МГУ, физический факультет,

119899, Москва;

Проведено исследование работы мощных светодиодов при питании импульсным током и влияния импульсных токовых перегрузок на процесс деградации светодиодных структур. Целью исследования было определение предельных импульсных режимов работы мощных светодиодов Стее Xlamp, а также определения возможных причин выхода из строя светодиодов и механизмов деградации структур. Исследования проводились в импульсном режиме, амплитуда тока достигала значений более 2 А при длительностях импульсов в диапазоне 200-300 мкс. Исследования проводились с использованием образцов двух семейств светодиодов – XR7090 и XR-E7090, на основе двух типов синих кристаллов - ХВ900 и ЕZ1000, соответственно. Обнаружено, что при таком режиме выход из строя наблюдается только для первого типа светодиодов - XR7090; выход из строя светодиодов XR-Е7090 не наблюдался. Это может быть связано с конструктивным различием двух семейств светодиодов. Во-первых, различием в методе монтажа кристалла разварка двух контактных площадок (отрицательной полярности) у кристалла EZ-1000 и одной у кристалла ХВ-900, что влияет на последовательное сопротивление контактов светодиода. Вовторых, различием структур кристаллов указанных серий, что влияет на емкостные и электрические характеристики структуры.

Также на части образцов в процессе исследования наблюдался эффект короткого замыкания резкий спад интенсивности электролюминесценции при протекании тока. Это можно объяснить увеличением безызлучательной составляющей механизмов рекомбинации, что связано с увеличением дефектов в структуре. Это может произойти при локальном выделении тепла в структуре при протекании мощного импульса тока.

INVESTIGATION OF PULSE CURRENT OVERLOAD INFLUENCE ON POWER LIGHT EMITTING DIODES DEGRADATION

A.G. Polishuk¹, A.N. Turkin^{1,2}*, V.M. Kharitonov²

¹PROSOFT. Profsoyuznaya Str., 108, 117437, Moscow,

phone. +7(495)2321652, e-mail: turkin@xlight.ru;

² M.V.Lomonosov Moscow State University, Department of Physics, Leninskive Gory, MSU, Dept. of Physics, 119899, Moscow

Investigations of power light-emitting diodes (LED) operating at pulse current regime and influence of current pulse overload on LED structures degradation process have been made. The power Cree Xlamp LED pulse current regime limit determination and probable cause of damage and degradation process understanding have been a goal of these experiments. The different behavior of two LEDs families -XR7090 and XR-E7090 based of different chip series - XB900 and EZ-1000 correspondingly at the same pulse regime has been observed. This fact can be caused by difference of contact plate and chip structure. Also the short circuit effect - dramatic electroluminescence intensity decreasing at forward current has been observed for several samples. This fact can be caused by non-radiative mechanisms increasing at structure local heating.

ИССЛЕДОВАНИЕ СИСТЕМЫ «КРИСТАЛЛ+ЛЮМИНОФОР» ДЛЯ ЭФФЕКТИВНЫХ БЕЛЫХ СВЕТОДИОДОВ

<u>А.Н. Туркин¹</u>*, С.С. Широков¹, А.Э. Юнович¹, Р. Джаббаров², Н. Мусаева², F. Scholz³, T. Wunderer³.

¹МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет. Ленинские Горы, МГУ, физический факультет,

119899, Москва, тел. +7(495)9392994, e-mail: turkin@xlight.ru;

²Институт физики НАН Азербайджана, Баку, Азербайджан;

³Университет Ульма, Институт Оптоэлектроники, Ульм, Германия;

Для создания белых светодиодов (СД) «холодного» свечения (коррелированная цветовая температура > 5000 К) широко используется люминофор YAG:Ce³⁺, имеющий широкую желтозеленую полосу люминесценции, которым покрывают синий кристалл СД. Однако индекс цветопередачи таких СД сравнительно низкий. Для его увеличения и получения «теплого» свечения, желательно сдвинуть спектр излучения люминофора в красную область.

Проведены исследования различных люминофоров для создания теплого белого СД. Были исследованы Al-Y, Y-Gd, Tb-Gd гранаты и сульфиды Ca, Mg и Ba, легированные ионами Ce³⁺. Также были исследования люминофоров на основе оксидов и оксинитридов [1]. Данные исследования проведены для сульфидов Sr – Ca – Ba с активатором Eu⁺². Новые составы люминофоров Sr (Ca) – Ga – S : Eu²⁺ были синтезированы методом реакций в твердом теле.

Исследованные белые СД представляли систему кристалл (длины волн в максимуме спектров излучения 405, 415 и 450 нм) и люминофор на основе SrGa₂S₄:Eu²⁺ (зеленый) и SrS:Eu²⁺ (красный). В комбинациях этих люминофоров возможно каскадное возбуждение, т.е. красная полоса люминесценции возбуждается свечением зеленого люминофора.

Спектр возбуждения люминофора SrS:Eu²⁺ содержит полосу в области низких энергий, соответствующую переходу 4f7(8S7/2)—4f65d(T2g). Полоса в области высоких энергий соответствует переходу 4f7(8S7/2)—4f65d(Eg), тогда как плечо в области низких энергий может быть сопоставлено переходу между уровнями 4f65d—4f7(8S7/2)—4f66s иона Eu²⁺. Появление полосы излучения с пиком около 615 нм соответствует переходу 4f65d—4f7(8S7/2) между нижним возбужденным и основным уровнями иона Eu²⁺. Максимум в спектре возбуждения на краю видимой области соответствует длине волны 405 нм.

Спектры возбуждения люминофора $SrGa_2S_4:Eu^{2+}$ содержат широкие полосы в УФ и видимой области (рис. 1). Полоса излучения $SrGa_2S_4:Eu^{2+}$ с пиком 537 нм - это разрешенный дипольный переход между возбужденным уровнем 4f65d на основной уровень 4f7(8S7/2) ионов Eu^{2+} .

В спектрах излучения композитных люминофоров $X(SrGa_2S_4:Eu^{2+})+Y(SrS:Eu^{2+})$ при возбуждении светодиодами с длинами волн 405, 415 и 460 нм наблюдаются и зеленая, и красная полосы, отношение интенсивностей которых зависит от отношения концентраций X/Y. Эффективность преобразования излучения кристалла в излучение люминофора максимальна на длине волны 405 нм, в соответствии со спектрами возбуждения (рис. 2). Это позволяет получить координаты цветности светодиодов на цветовой диаграмме, близкие к кривой Планка в области белого свечения ((x, y) от (0,495; 0,476) до (0,293; 0,191)) с коррелированной цветовой температурой от 3500 до 5300 К.



Рис.1. Спектр возбуждения люминофора SrGa₂S₄: Eu²⁺



Рис.2. Спектры люминесценции композитного люминофора (70CaS+30SrGa₂S₄: Eu^{2+}): Eu^{2+} при возбуждении разными кристаллами.

[1] N.Kimura, K.Sakuma, S.Hirafune, K.Asano. Appl. Phys. Lett., 90, 051109, 2007.

INVESTIGATION OF «CHIP+PHOSPHOR» SYSTEM FOR EFFECTIVE WHITE LIGHT-EMITTING DIODES

A.E. Yunovich¹, <u>A.N. Turkin¹*</u>, S.S. Shirokov¹, R. Jabbarov², N. Musayeva², F. Scholz³, T. Wunderer³.

¹M.V.Lomonosov MSU, Department of Physics. Leninskiye Gory, MSU, Dept. of Physics, 119899, Moscow, tel. +7(495)9392994, e-mail: turkin@xlight.ru;

²Institute of Physics, Azerbaijan National Academy of Sciences, Baku, Azerbaijan;

³Institut fuer Optoelektronik, Ulm University, Ulm, Germany;

White LED combining various crystals (405, 415, 450 nm) with composite phosphors $SrGa_2S_4:Eu^{2+}$ (green) and $SrS:Eu^{2+}$ (red) phosphors were studied. New compositions of Sr (Ca) – Ga – $S:Eu^{2+}$ phosphors were synthesized by solid state reaction method. Cascading excitation from $SrGa_2S_4:Eu^{2+}$ to $SrS:Eu^{2+}$ is realized. GaN based LEDs ($\lambda = 415$ nm) were grown by MOVPE on low-defect buffer and used to excite phosphors. Color coordinates of LEDs depend of concentration ratio of two phosphors; positions of color coordinates on the chromaticity diagram can be adjusted to the Plankian locus with correlated color temperatures from 3500 to 5300 K.

ВЫСОКОМОЩНЫЕ СИНИЕ И БЕЛЫЕ СВЕТОДИОДЫ ИРС50/МК24: КОНСТРУКЦИЯ И ХАРАКТЕРИСТИКИ В СРАВНЕНИИ С ЗАРУБЕЖНЫМИ АНАЛОГАМИ

Д.А.Антоненков¹, Д.А.Бауман³ А.А.Богданов¹, Е.Д.Васильева¹, <u>А.Л.Закгейм</u>²*, Д.А.Закгейм³, Г.В.Иткинсон¹, А.Е.Черняков², А.В.Феопентов¹

¹ЗАО "Светлана-Оптоэлектроника" пр. Энгельса, д.27, 194156, Санкт-Петербург;

²Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур при Физико-

техническом институте им. А.Ф.Иоффе, РАН, Политехническая ул., д.26, 194021, Санкт-Петербург, тел.+7(812)29227922, *e-mail:zakgeim@mail.ioffe.ru;

³ЗАО "ЭПИ-Центр" пр.Энгельса, д.27, 194156, Санкт-Петербург.

В последние годы наблюдается стремительный прогресс в энергетических параметрах мощных светодиодов, предназначенных для использования в системах освещения. Современный уровень приборов, задаваемый лидирующими зарубежными фирмами Cree, Philips-Lumileds, Osram, Nichia, может быть охарактеризован следующими цифрами: при токе 350 мА для синих (460-470 нм) светодиодов значения внешнего квантового выхода достигают ~40%, а мощность излучения ~400 мВт; при люминофорном преобразовании в белый (T_c~6000 K) типичные значения световых потоков промышленных приборов превысили 80 лм, при светоотдаче порядка 70 лм/Вт. Основные тенденции последнего времени включают, помимо повышения квантовой эффективности и светоотдачи, увеличение рабочих токов до уровня в единицы ампер и площади излучающих кристаллов до нескольких квадратных миллиметров [1].

В данной работе приводятся сведения по конструкции и электро-оптическим характеристикам мощных синих и белых светодиодов на основе AlGaInN квантово-размерных гетероструктур, полный технологический цикл изготовления которых (от эпитаксиального роста до корпусирования) осуществляется на ЗАО «Светлана-Оптоэлектроника». Фотография общего вида, схематический разрез светодиода с выделением основных конструктивных элементов и фотография излучающего кристалла представлены на рис.1 а,б,в.



Рис.1.а,б,в. а – общий вид светодиода; б- схематический разрез: 1 – корпус; 2 – печатная плата; 3 – подкристальная плата; 4 – отражатель; 5 – чип; 6 – люминофорный слой; 7 – линза; 8 – лунка линзы, заполненная гелем; 9 – проволочные проводники; в – излучающий кристалл площадью ~1мм².

Излучающие структуры выращивались на двухдюймовых сапфировых подложках методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений в установке Е300 производства фирмы Veeco. Структуры содержали низкотемпературный зародышевый слой, слой n-GaN толщиной 3.5 мкм, активную область, содержащую 5 InGaN квантовых ям, токоограничивающий слой p-AlGaN толщиной 20 нм и слой p-GaN толщиной 0.1 мкм. Для создания высокомощного и эффективного излучающего кристалла большой площади МК24 использовалась мезапланарная флип-чип конструкция с тыльным расположением отражающих контактов, описанная нами ранее [2]. Оптимизация топологии и технологии изготовления омических контактов позволила увеличить коэффициенты отражения для п- и р-контактных покрытий, однородность токорастекания по площади кристалла и снизить последовательное сопротивление до уровня ~0.5 Ом (Unp=2.9 В при I=350 мА). Обеспечение теплового режима работы, а именно минимизация теплового сопротивления р-п-переход – основание корпуса до значений 3-4 К/Вт, достигалась за счет флипчип монтажа кристалла на кремниевую плату-носитель припоем в системе Pb/Sn. В свою очередь, кремниевая плата присоединялась к медному основанию с помощью теплопроводящего клея ЕРОТЕК Н-20S. Было проведено подробное исследование влияние толщин и состава монтажных слоев на тепловое сопротивление приборов.



Рис.2. Зависимость кпд (WPE) от тока для трех типов светодиодов: IRS50/MK24, XR-E7090 и Luxeon III Star

На рис.2 приведены зависимости полного кпд от тока для светодиодов IRS50/MK24, а также лучших из представленных на рынке светодиодов серий XLamp[™] XR-E7090 на базе кристаллов EZ1000 (Cree) и Luxeon III Star (Philips-Lumileds).

Как видно из рис.2 абсолютные величины и ход токовой зависимости кпд близки для нашего прибора и Luxeon III Star, но при этом заметно уступают XR-E7090 (Cree), который, на наш взгляд, является лучшим из представленных на рынке. Можно отметить, что, несмотря на меньший исходный внешний квантовый выход, значения кпд, начиная с токов порядка 150 мА, для IRS50/MK24 становятся выше, чем у прибора Luxeon, благодаря меньшим потерям на последовательном сопротивлении.

На основе разработанных конструкций были изготовлены также белые светодиоды с преобразованием излучения в слое люминофора. Параметры люминофора: квантовая эффективность ~90%, максимумы спектра возбуждения и люминесценции 470 нм и 560 нм, соответсвенно. В номинальном режиме I=350 mA – световой поток Ф ~30 лм при T_c = 3700-4100 K.

[1] M.G.Craford. Proceedings of First International Conference on White LEDs and Solid State Lighting (White LEDs-07), Tokyo, November 2007, p.5.

[2] Д.А.Закгейм, И.П Смирнова, И.В.Рожанский, С.А.Гуревич, М.М.Кулагина, Е.М Аракчеева,

А.Л.Закгейм, Е.Д.Васильева Г.В.Иткинсон. ФТП, 39 (7), 885 (2005).

HIGH-POWER BLUE AND WHITE LEDs IRS50/MK24: DESIGN AND CHARACTERISTICS IN COMPARISON WITH WORLD BEST ANALOGUES

D.A.Antonenkov¹, D.A.Bauman³ A.A.Bogdanov¹ E.D.Vasilyeva¹, <u>A.L.Zakgeim²</u>*, D.A.Zakgeim³, G.V.Itkinson¹, A.E.Chernyakov², A.V.Feopentov¹

 ¹ "Svetlana-Optoelectronica", Engel'sa 27, 194156, Saint-Petersburg;
 ² A.F.Ioffe Physico-Technical Institute, Scientific Engineering Center for Microelectronics, Polytechnicheskaya 26, 194021, St.Petersburg, phone. .+7(812)29227922, *e-mail:zakgeim@mail.ioffe.ru ³ "EPI-Centre", Engel'sa 27, 194156, Saint-Petersburg

Data are presented on the design and fabrication) process of high power AlGaInN flip-chip lightemitting diodes. The emitting chips have a large emitting area ~1 mm² and an optimized contacting scheme allowing to reach high operation current ~350–1000mA, low forward voltages (2.9 V at 350 mA), low thermal resistance ~4 K/W and, therefore, high wall-plug efficiency: 20% for blue and 30 lm/W for neutral (~400 K) white at large current. The whole technology processes of LED manufacture starting with epitaxial growth and ending with packaging were conducted at "Svetlana-Optoelectronika". A comparison between our LEDs and best world devices produced by Cree and Lumileds is given.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОЛЕЙ В МОЩНЫХ InGaN/GaN СВЕТОДИОДАХ С ПОМОЩЬЮ ИК ТЕПЛОВИЗИОННОГО МИКРОСКОПА

<u>А.Л.Закгейм¹</u>*, М.Н.Мизеров¹, А.Е.Черняков¹, Н.М.Шмидт²

¹ Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур при Физикотехническом институте им. А.Ф.Иоффе, РАН, Политехническая ул., д.26, 194021, Санкт-Петербург, тел.+7(812)29227922, *e-mail:zakgeim@mail.ioffe.ru

² Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе, РАН, Политехническая ул., д.26, 194021, Санкт-Петербург

Основные тенденции в совершенствовании мощных InGaN/GaN светодиодов для твердотельного освещения связаны, помимо повышения кпд, с увеличением токовых нагрузок, площади излучающих кристаллов и допустимых рабочих температур [1]. Совокупность указанных факторов обостряет проблемы прецизионного контроля разогрева рабочей области и оценки его влияния на функциональные и ресурсные характеристики приборов. Известны и широко используются косвенные методы измерения тепловых параметров светодиодов по электрическим или спектральным характеристикам. Однако, как правило, они дают усредненные и не слишком точные результаты. В то же время для кристаллов большой площади с неравномерным распределением тока ("current crowding") и неоднородным теплоотводом ("flip-chip/bumps"-монтаж) важно иметь пространственно разрешенную картину температурных полей с выявлением локально перегретых областей, потенциально опасных с точки зрения надежности приборов. Ранее мы использовали для этой цели обработку спектров электролюминесценции, получаемых при сканировании по площади кристалла [2], но аппаратурная сложность и большие временные затраты делают этот метод малопродуктивным.

В данной работе для исследования тепловых процессов в светодиодных кристаллах нами продолжено развитие другого - тепловизионного подхода [3], основанного на анализе цифровых изображений объектов, получаемых в ИК-диапазоне собственного теплового излучения. Регистрация теплового излучения осуществлялась с помощью специально разработанного в ИФП СО РАН инфракрасного микроскопа на основе InAs фотоприемной матрицы 128x128 с шагом элементов 50мкм и областью чувствительности 2.5-3.1мкм. Поле зрения микроскопа составляло 400х400мкм, разрешающая способность ~3мкм, время накопления варьировалось в диапазоне 10-50мс. Исследовались образцы мощных InGaN флип-чип светодиодов, идентичные описанным в [4].

Одной из основных методических проблем при тепловизионном методе исследования светодиодов является сильное различие в излучательной способности материалов, используемых в конструкции приборов: контактов, отражающих покрытий, элементов монтажа и др. В силу указанной причины важную роль играет исходная калибровка, при которой температура исследуемого объекта задается внешним нагревателем с регистрацией интенсивности ИК-излучения. Полученные таким путем исходные калибровочные кривые (температура - биты) используются затем для расчета температурных полей в реальных режимах работы при разогреве собственным током.

На рис.1, приведено распределение интенсивности ИК излучения (температуры) для одного из сечений мощного флип-чип излучающего кристалла типа TM26 с прямоугольной конфигурацией р-области (350х470мкм), обтекаемой с трех сторон П-образным п-контактом. На вставках показаны фотографии области свечения в собственном (а) и ИК тепловом (б) излучении при наблюдении сквозь сапфировую подложку; пунктирной линией обозначено исследуемое сечение.

Приведенные на рис.1 зависимости относятся к трем режимам работы: $0 MA/65^{\circ}C$; $100 MA/25^{\circ}C$; $250 MA/25^{\circ}C$ (здесь первое число обозначает ток через кристалл, второе температуру теплоотвода) Как следует из рис.1, при внешнем разогреве или небольшом токе (100 MA), мы имеем однородное или близкое к однородному распределение температуры по всей площади р-контакта. Ситуация резко меняется при возрастании тока до 250 MA (соответствующая кривая и вставка **б**), когда возникают заметные градиенты температурных полей: $58^{\circ}C$ в центре р-контакта и $72^{\circ}C$ на периферии, вблизи п-контакта. Такой характер распределения температуры понятен с учетом известного эффекта шнурования тока к границе п-контакта в флип-чип структурах на изолирующей подложке. Полученное распределение находится в хорошей корреляции с расчетными значениями распределения плотности тока, а также экспериментальными данными по распределению электролюминесценции.



Рис.1. Зависимость температуры от координаты при 3-х режимах работы светодиода. На вставках: фотографии в собственном (а) и ИК (б) излучении

Применение ИК-тепловизионного «микромэппинга» представляет интерес и для исследования процессов деградации приборов. Отказ светодиода за период наработки может быть вызван как медленным снижением оптической мощности, обусловленным деградацией электролюминесценции в активной области [5], так и относительно быстрыми процессами возникновения значительных токов утечки, связанных с макродефектами, либо изначально присутствующими в кристалле, либо вносимыми при контрольных операциях, монтаже и корпусировании. Наличие таких дефектов сопровождается локальным разогревом, обусловленным повышенной плотностью тока. В работе исследованы различные виды каналов утечек, инициированные механическими повреждениям, статическим разрядом, поверхностными загрязнениями и т.д.

[1] M.G.Craford. Proceedings of First International Conference on White LEDs and Solid State Lighting (White LEDs-07), Tokyo, November 2007, p.5.

[2] G. A. Onushkin, A. L. Zakgeim, D. A. Zakgeim, I. V. Rozhansky, A. F. Tsatsulnikov, W. V. Lundin, D. S. Sizov. physica status solidi (c) 3(6), 2149 (2006).

[3] V.K. Malyutenko1, O.Yu. Malyutenko, A.V. Zinovchuk A.L. Zakheim, D.A. Zakheim, I.P. Smirnova, S.A. Gurevich. Proc. of SPIE . 5941, 59411K-1 (2005).

[4] Д.А.Закгейм, И.П Смирнова, И.В.Рожанский, С.А.Гуревич, М.М.Кулагина, Е.М Аракчеева, А.Л.Закгейм, Е.Д.Васильева Г.В.Иткинсон. ФТП, 39 (7), 885 (2005).

[5] Е.Д.Васильева, А.Л.Закгейм, Ф.М.Снегов, А.Е.Черняков, Н.М.Шмидт, Е.Б.Якимов Светотехника, 5, 30 (2007).

STUDY OF HEAT -DISTRIBUTION IN HIGH-POWER InGaN/GaN LEDs USING INFRARED THERMOVISION MICROSCOPY

<u>A.L.Zakgeim¹*</u>, M.N.Mizerov¹, A.E.Chernyakov¹, N.M.Shmidt² ¹A.F.Ioffe Physico-Technical Institute, Scientific Engineering Center for Microelectronics, Polytechnicheskaya 26, 194021, St. Petersburg, phone. +7(812)29227922, *e-mail: zakgeim@mail.ioffe.ru ² A.F.Ioffe Physico-Technical Institute Polytechnicheskaya 26, 194021, St.Petersburg

We report on study of temperature distribution in flip-chip high-power InGaN/GaN blue LEDs performed with an IR highly spatially resolved technique. The tailor-made microscope, based on InAs matrix with photosensitivity in 2.5-3.1 range was employed for getting IR-intensity maps and calculation of temperature across the emitting chips. Much attention was given to micro mapping of device overheating and local temperature gradients associated with current crowding effects. Also, IR-thermovision allows revealing the current leakage channels generated in emitting chips during operating life. It was found that in flip-chip LEDs the leakage channels are predominantly localized near the boundary between p- and ncontact areas, owing to maximum current density and worse condition of heat removal.

МОЩНЫЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ИСТОЧНИК СВЕТА С ДИНАМИЧЕСКИ УПРАВЛЯЕМЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ДЛЯ СИСТЕМ «ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНОГО» ОСВЕЩЕНИЯ

С.В.Демин, А.Л.Закгейм*, М.Н.Мизеров, О.Н.Сараев, А.Е.Черняков, А.Ф.Чумаченко

Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур при Физикотехническом институте им. А.Ф.Иоффе, РАН, Политехническая ул., д.26, 194021, Санкт-Петербург, тел.+7(812)29227922, *e-mail:zakgeim@mail.ioffe.ru

Среди преимуществ полупроводниковых светодиодов по отношению к традиционным источникам света в последнее время выделяют не только малое энергопотребление, но и возможность динамического управления интенсивностью и цветовыми параметрами. Последнее качество, получившее в зарубежной литературе название «интеллектуального» света (smart light) [1], является основой для создания нового поколения эргономических источников освещения, способных оказывать благоприятное влияние на психофизиологическое состояние человека.

В данной работе описывается прототип мощного полупроводникового источника света с динамически управляемыми яркостью и цветом, предназначенный для медико-биологических исследований влияния режимов освещения на эмоциональное состояние человека: концентрацию внимания или, напротив, релаксацию, особенно в условиях напряженных психических нагрузок.

В целом система «интеллектуального» света включает в себя следующие основные блоки:

 собственно светодиодный излучатель – матрица RGB светодиодов, соединенных в последовательно/параллельные группы с возможностью модуляции по току питания в каждом цветовом канале;

 драйверы и системы обратной связи, обеспечивающие поддержание заданного программой светового режима;

 управляющий компьютер с пользовательским интерфейсом, позволяющим устанавливать режимы освещения в количественных (люмены, цветовые координаты), или качественных (рассвет, день, сумерки и т.п.) параметрах.

Внешний вид источника и интерфейса управляющего компьютера показаны на рис. 1 а,б.



Рис1 а,б. Фотография «интеллектуального» источника света (а) и интерфейса управления (б).

В качестве элементной базы излучающего модуля использовались 48 мощных светодиодов ACULEDTM, каждый из которых содержал 4 плотноупакованных излучающих кристалла: один синий (λ_{peak} =460 нм, Φ_{max} =5.3 лм), два последовательно включенных зеленых (λ_{peak} =520 нм, Φ_{max} =53 лм), один красный (λ_{peak} =630 нм, Φ_{max} =24 лм). Приведенные величины относятся к номинальному току через кристалл 350 мА, при этом мощность, рассеиваемая одним светодиодом, достигает ~5 Вт. Всего в излучающем модуле задействовано 192 излучающих кристалла. Для удобства питания была выбрана следующая схема соединения: 8 параллельных ветвей по 6 последовательно включенных кристаллов в каждой (достаточное напряжение источника питания 20 В). Управление модулем осуществлялось восьмиразрядным микроконтроллером ATTiny 461, в состав которого входят три 10-разрядных широтно-импульсных контроллера, работающих на частоте 64 Мгц. Задание режимов работы осуществляется внешним компьютером по полудуплексному радиоканалу на частоте 433 МГц со скоростью 20 кБод. Разработанный пакет программ обеспечивает обмен статусной и управляющей информацией между модулем и компьютером с частотой 1 Гц,



Рис.2. Цветовая диаграмма МКО 1931г. с точками, соответствующими 4-м цветовым температурам 2400К, 3000К, 4870K И 12000К на кривой Планка. Звездочками отмечены координаты цветности смешиваемых цветов зеленого, синего и красного светодиодов.

Основные проблемы RGB-смешения излучения от множества полупроводниковых кристаллов связаны с нелинейностью свет - токовых зависимостей и влиянием разогрева на эффективность и спектральные характеристики излучателей. Для уменьшения роли последнего использовалось принудительное охлаждение с помощью встроенных вентиляторов. В предельном режиме работы (входная мощность $P_{\rm вx}$ ~200 Вт, выходной световой поток Φ =4000 лм), температура платы-носителя с закрепленными светодиодами не превосходила 35⁰С, а активной области наиболее разогретого из кристаллов - 53⁰C ($R_{\rm th,j-amb}$ ~27 K/W). В ходе работы была детально изучена связь токовых режимов питания с координатами цветности и уровнем световой диаграмме рис.2. представлены некоторые характерные точки, относящиеся к белому свету с различной цветовой температурой в диапазоне 2400-12000 К, для которых были установлены отвечающие им значения токов питания по каналам, общий выходной поток и светодача.

 [1] E. Fred Schubert and Jong Kyu Kim. Solid-State Light Sources Getting Smart. Science 308 (5726), 1274 (2005)

A DINAMIC-CONTROLED HIGH POWER LED LUMINAIRE FOR "SMART" ILLUMINATION SYSTEMS

S.V.Demin, <u>A.L.Zakgeim</u>*, A.E.Chernyakov, M.N.Mizerov, O.N.Saraev, A.F.Chumachenko

¹A.F.Ioffe Physico-Technical Institute, Scientific Engineering Center for Microelectronics, Polytechnicheskaya 26, 194021, St.Petersburg, phone. .+7(812)29227922, *e-mail:zakgeim@mail.ioffe.ru

Data are presented on solid state smart light source based on 48 high power three-color LEDs of ACULED[™] Series. The question of light source design, LED connection and modulation, algorithms of controlling and computer interface are discussed. The possibility of receiving of white light with different color temperature was demonstrated.

InGaN СВЕТОДИОДНЫЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ С р-АКТИВНОЙ ОБЛАСТЬЮ

<u>Д.А. Закгейм</u>¹*, Д.А. Бауман², М.Г. Агапов² ¹ФТИ им.А.Ф.Иоффе РАН. Политехническая ул. 26, 194021, С.-Петербург e-mail: mitya@quantum.ioffe.ru; ² ЗАО "Эпиценр". Пр. Энгельса 27, 194156, С.-Петербург;

Падение эффективности InGaN светодиодов с ростом тока накачки является на сегодняшний момент главным препятствием на пути их повсеместного использования в целях общего освещения и в других приложениях, требующих высокой оптической мощности. В последнее время на решение этой проблемы в мире направлено большое количество усилий. Среди прочего, предлагается использование в качестве активной области широких квантовых ям [1], переход на неполярный GaN [2] и др. В нашей последней работе [3] мы показали, что характерное для всех коммерческих структур падение эффективности с ростом тока накачки может быть вызвано утечкой электронов через широкозонный барьер p-AlGaN. В этой же работе мы предложили расположить активную область структуры с р-стороны р-п перехода. В этом случае, процессом, лимитирующим эффективность электролюминесценции, будет инжекция электронов, а не дырок, как в традиционной структуре, а для препятствования утечке дырок в n-GaN будет служить широкозонный барьер n-AlGaN. Расчеты показывают, что из-за влияния пьезоэлектрических полей, n-AlGaN барьер препятствует утечке носителей существенно эффективнее, чем p-AlGaN. Вследствие этого, структура с р-активной областью должна обладать более высокой эффективностью излучения при больших плотностях тока накачки.

В данной работе мы сообщаем об успешной практической реализации предложенной гетероструктуры. Светодиодная структура с многоямной активной областью, расположенной с p-стороны p-n перехода, была выращена методом MOCVD в коммерческом реакторе Veeco TurboDiskTM. Структура выращивалась на сапфировой подложке и состояла из слоя n-GaN толщиной 3.5 мкм, токоограничивающего слоя n-Al_{0.1}Ga_{0.9}N толщиной 20 нм, нижнего p-GaN слоя толщиной 10-12 нм, нелегированной InGaN/GaN активной области и верхнего контактного слоя p-GaN толщиной 100 нм. Для измерения внешней квантовой эффективности, методом реактивного ионного травления и электронно-лучевого напыления были изготовлены светодиодные кристаллы с отражающим p-контактом на основе серебра. Кристаллы имели прямоугольную форму p-контакта размером 380×400 мкм. Генерируемый свет выводился через прозрачную сапфировую подложку и регистрировался кремниевым фотодетектором в геометрии «оп-wafer». Так же, для сравнения, была выращена стандартная светодиодная структура с той же длиной волны излучения (460 нм).

Сравнение зависимостей внешней квантовой эффективности стандартной структуры и структуры с р-активной областью приведено на Рис.1. Как видно из рисунка, обе структуры обладают примерно равной максимальной эффективностью, достигаемой при токах накачки 5-10 мА. Однако, при более высоких токах, эффективность структуры с р-активной областью спадает значительно медленнее. При импульсной накачке, внешняя квантовая эффективность такой структуры при плотности тока 200 А/см² составляет 62% от максимального значения, в то время как для стандартной структуры эта цифра равна 47%.

В отличие от стандартной структуры, зависимость эффективности электролюминесценции структуры с р-активной областью от тока существенным образом эволюционирует со временем. Эта эволюция проиллюстрирована на Рис.2. Точками на этом рисунке изображена начальная зависимость эффективности от тока, измеренная непосредственно после изготовления образца. Однако, эта зависимость существенным образом изменяется, если оставить светодиодный кристалл на некоторое время под рабочим током 100-200 мА. Эффективность монотонно возрастает в течение первых 10-20 минут (пунктирная кривая), а затем на кривой возникает резкий максимум в области малых токов (штрих-пунктирная кривая). В дальнейшем происходит постепенное увеличение эффективности на больших токах накачки, пока, через примерно 20 часов, не наступает насыщение (сплошная кривая). Одновременно с этим, прямое падение напряжение при 100 мА уменьшается от 4.5 вольт при первом измерении до порядка 3.5 вольт. Мы связываем такое поведение эффективности светодиодной структуры с р-активной областью с известным эффектом увеличения арифузионной длины неосновных носителей в p-GaN в процессе инжекции электронов через p-п переход, либо при облучении электронным пучком [4].



Таким образом, в данной работе приводится экспериментальное подтверждение вывода о том, что InGaN светодиодные структуры с р-активной областью могут обеспечить высокую оптическую эффективность на больших плотностях тока накачки и являются перспективными кандидатами на использование в светодиодах высокой мощности.

Эта работа была выполнена при поддержке Российского Федерального Агентства по Науке и Инновациям (договор №02.523.11.3008). Авторы выражают благодарность Региональному Центру коллективного пользования «Материаловедение и Диагностика в Передовых Технологиях» за проведение материаловедческих исследований, ЗАО «Светлана-Оптоэлектроника» и сотрудникам лаборатории полупроводниковой квантовой электроники за процессирование гетероструктур.

- [1] N.F.Gardner, G.O.Mueller, Y.C.Shen et al., Appl. Phys. Lett. 91, 243506 (2007).
- [2] K.-C.Kim, M.C.Schmidt, H.Sato et al., Appl. Phys. Lett. 91, 181120 (2007).

[3] I.V.Rozhansky, D.A.Zakheim, Phys. Status Solidi A 204, 227 (2007).

[4] L.Chernyak, G.Nootz, A.Osinsky, Electronics Letters, 37, 922 (2001)

P-ACTIVE REGION InGaN BLUE LIGHT EMITTING HETEROSTRUCTURES

D.A.Zakheim¹*, D.A.Bauman², M.G.Agapov² ¹Ioffe Physico-Technical Institute, 194021 Polytechnicheskaya 26, St.-Petersburg, Russia e-mail: mitya@quantum.ioffe.ru; ²Epi-Center, 194156 Engelsa 27, St.-Petersburg, Russia;

In this paper we report on successful fabrication of InGaN-based blue light-emitting diode (LED) heterostructures with active region located on p-side of p-n junction. In such structures the radiative recombination efficiency in active region is controlled by electron injection rather than hole injection in standard heterostructures. Since n-AlGaN layer blocks hole leakage more effectively than p-AlGaN blocks electron leakage, the p-active region LEDs demonstrate superior external quantum efficiency (EQE) at high driving currents compared to standard ones. The on-wafer EQE of standard MOCVD grown LED chips with 0.14 mm² area reaches maximum (13.8%) at about 5 mA and constitutes ~9% at 100 mA. The similar p-active region LED chips demonstrate the same maximum efficiency at 5 mA, while their EQE at 100 mA is ~11%. In pulsed operation, the difference between EQE vs. pumping curves of standard and p-active region LEDs is even more pronounced.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ДЕГРАДАЦИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ НИТРИДОВ ГАЛЛИЯ ПРОЦЕССАМИ РАЗРУШЕНИЯ ПРИ АБЛЯЦИИ МАТЕРИАЛОВ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ДЛИТНЛЬНОСТИ

<u>И.Н. Завестовская¹*, П.Г. Елисеев², О.Н. Крохин¹.</u>

¹Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН. Ленинский проспект, дом 53, 119991, Москва, Россия, тел. +7(499)1326159, e-mail: zavest@sci.lebedev.ru;
² Центр высокотехнологичных материалов при Университете Нью Мексико, Годдард, 1313

центр высокотехнологичных материалов при университете нью мексико, 1 оддард, 1515 Альбукерке, США.

Структуры на основе полупроводниковых нитридов (GaN, AlN и некоторые соединения типа AlGaN) являются перспективными оптоэлектронными материалами с широким спектром практических применений в качестве активных сред в высокоэффективных лазерных диодах и светодиодах в области коротких длин волн [1-3].

Максимальная оптическая мощность полупроводниковых лазеров на основе GaAs ограничена катастрофическим оптическим разрушением (деградацией) поверхностей зеркал. Механизм разрушения связан с ростом поглощения вблизи зеркала, которое происходит за счет уменьшения ширины запрещенной зоны с увеличением температуры. Случаи возникновения разрушения зеркал в лазерах на основе полупроводниковых нитридов не известны. Изучение деградации активной области полупроводниковых лазеров на основе нитридов является важной задачей.

Полупроводниковые лазеры на основе InGaN излучают на длине волны около 400 нм. Для генерации фемтосекундных импульсов используются твердотельные лазеры с применением режима мод-локинга и нелинейного преобразования, что позволяет получить как одиночные, так и периодически-повторяемые импульсы со стабильной амплитудой и с перестройкой в широком спектральном диапазоне - от 375 до 850 нм. Результаты по определению порога разрушения (абляции) эпитаксиальных слоев на основе нитридов галлия под действием фемтосекундных лазерных импульсов с длиной волны генерации лазеров на их основе могут быть использованы для определения оптической прочности этого материала в процессе работы лазера.

Исследование процессов абляции эпитаксиальных слоев GaN, нанесенных на сапфировую подложку, с использованием фемтосекундных лазерных импульсов представлено в [1]. Определены пороги абляции и параметры режима лазерной абляции. Для генерации лазерных импульсов фемтосекундной длительности использовался титан - сапфировый лазер с длиной волны порядка 800 нм. После того как лазерный пучок проходит через систему удвоения частоты, длина волны лазерного импульса составляла величину 135+/-15 фс.

Критическая энергия в импульсе составила величину порядка 42 нДж при пятне фокусировки радиусом порядка 695нм. Величина порога абляции составила 20 ТВт/см² при облучении лазерными импульсами с длиной волны 400 нм. При тех же параметрах режима лазерного облучения, что и для GaN были определены пороги абляции других прозрачных материалов, таких как сапфир (Al₂O₃) и стеклообразный SiO₂, а также такой же SiO₂ с примесью Ge. Экспериментально установлено, что интенсивность лазерного облучения на пороге поверхностного повреждения вышеперечисленных материалов под действием единичных импульсов (400 нм, 150 фс) растет как ширина запрещенной зоны (величина края полосы поглощения) в степени 3,1 - $E_g^{3.1}$.

Наличие абляции прозрачных материалов означает, что существует эффективный нелинейный механизм поглощения квантов света с интенсивностью порядка десятков ТВт/см² и длительностями импульса порядка сотни фемтосекунд в области прозрачности. Коэффициент поглощения, например, в GaN составляет величину порядка 2.5х10⁴ см⁻¹, тогда как линейное поглощение при 400 нм составляет величину менее 100 см⁻¹.

В работе представлены результаты теоретического исследования механизмов разрушения и нелинейного поглощения света в прозрачных материалах - широкозонных полупроводниках и диэлектриках. Вероятность ионизации атомов и твердых тел в поле сильной электромагнитной волны, чья средняя энергия фотонов в импульсе меньше потенциала ионизации (нелинейный механизм поглощения) была получена Л.В.Келдышем в [4]. Критический параметр данной теории был назван адиабатическим и может быть представлен в виде:

$$\gamma = \frac{\omega \sqrt{2mE_s}}{e\mathcal{E}} \tag{1}$$

где є и ω напряженность и частота электрического поля излучения, *т*-приведенная масса.

Если $\gamma >> 1$ (большое значение частоты ω и относительно не сильное поле) происходит одновременное поглощение нескольких фотонов – реализуется многофотонный механизм поглощения. В случае $\gamma << 1$ (значение лазерной мощности велико и низкая частота) реализуется туннельный механизм поглощения [4]. Для GaN: $E_g \approx 3.43$ эВ, и для I = 40 TBT/см², $\gamma \sim \frac{1}{2}$ и $\omega = 10^{15}$ с⁻¹. Это означает, что для процесса абляции GaN при лазерной мощности порядка десятков тераватт реализуется туннельный механизм поглощения. Таким образом, в случае малых частот можно использовать модель туннельного поглощения, развитую для постоянного электрического поля.

Используя формулу для вероятности туннельного поглощения из [4] мы можем определить порог абляции в зависимости от *E*_g[3]:

$$I_{th} = \frac{\tilde{n}}{4\pi} \left| \mathcal{E}_{th} \right|^2 = \frac{\pi}{16} \frac{cmE_g^3}{\hbar^2 e^2} \tag{2}$$

Вычисленные значения порога абляции для других прозрачных материалов находятся в хорошем согласии с экспериментом. Порог абляции GaN существенно меньше по сравнению с другими прозрачными диэлектриками. С другой стороны параметр у отличается для всех материалов несущественно и во всех случаях меньше единицы. Для лазерного режима облучения с интенсивностью порядка десятков и сотен ТВт/см² и фемтосекундной длительностью импульсов наиболее эффективным механизмом нелинейного поглощения света для диэлектриков и полупроводников с шириной запрещенной зоны больше 3 эВ является туннельный механизм поглощения света.

Таким образом, в работе показано, что пороговая интенсивность разрушения зависит от ширины запрещенной зоны облучаемого материала и для случая полупроводников на основе нитридов галлия лежит в области 20 ТВт/см², что намного превышает рабочие интенсивности светового потока, реализуемые при работе лазера с той же активной средой. Такой же вывод можно сделать из описанного в данной работе эксперимента. Это означает, что сопротивление GaN к оптическому разрушению очень высокое при фемтосекундных лазерных импульсах и интенсивностях ~10¹³ W/cm², при этом не наблюдается признаков теплового распада. Таким образом, можно ожидать более высокий порог разрушения зеркал для лазеров на основе GaN.

Работа выполнена при поддержке программы ОФН РАН «Когерентное оптическое излучение полупроводниковых соединений и структур» и гранта РФФИ 07-02-01240.

- [1] Eliseev, P.G., Sun, H.-B., Juodkazis, S., Sugahara, T., Sakai, S. & Misawa, H. Jpn. J. Appl. Phys., 38, 839-841, (1999).
- [2] И.Н. Завестовская, О.А. Глазов, П.Г. Елисеев, О.Н. Крохин, Н.А. Менькова. «Труды Симпозиума по когерентному оптическому излучению полупроводниковых соединений и структур. Звенигород, 27-29 ноября 2007г.» Москва, Из-во ФИАН, 2008г., с.152-161.

[3] Eliseev, P.G., Krokhin, O.N. & Zavestovskaya, I.N. Applied Surface Science, 248, 313-315, (2005).

[4] Keldysh, L.V. JETF (USSR), 47, 1945, (1964).

MODELLING OF THE DEGRADATION PROCESSES OF GALLIUM NITRIDE SEMICONDUCTOR RADIATING STRUCTURES MAKING USE OF THE DAMAGE PROCESSES IN ABLATION OF THE MATERIALS BY FEMTOSECOND LASER PULSES

I.N. Zavestovskaya¹*, P.G. Eliseev², O.N.Krokhin¹

 ¹ P. N. Lebedev Physical Institute of RAS, Leninskiy Prosp.53, 119991 Moscow, Russia phone. +7(499)1326159, e-mail: zavest@sci.lebedev.ru;
 ² Center for High Technology Materials, UNM, 1313 Goddard SE, Albuquerque, USA

The results of the laser indused damage threshold investigations in the experiments for femtosecond laser ablation of GaN semiconductors are making use of the analysis of the degradation processes of the GaN lasers. The processes of the nonlinear absorption and ablation of the transparent materials such as nitride semiconductor, sapphire and others under irradiation with ultrashort laser pulses are considered theoretically. The ablation threshold is in multi- TW/cm² range. The power consumption under the ablation process is described in terms of the nonlinear mechanism of the tunneling absorption. It was derived the ablation threshold increases as about third power of the energy bandgap of the material, in close agreement with experimental data.

ОПЫТ РАЗРАБОТКИ GaN СВЧ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ ФГУП «НПП «ПУЛЬСАР»

И.М. Аболдуев, Н.Б. Гладышева, А.А. Дорофеев, Ю.В. Колковский, В.М. Миннебаев

Федеральное Государственное Унитарное Предприятие «НПП «Пульсар» Окружной пр. 27, 105187, Москва, +7(495)-3653763, E-mail: pulsar@dol.ru

ФГУП «НПП «Пульсар» проводит исследования и разработку малошумящих и мощных СВЧ транзисторов на гетеролегированных структурах AlGaN/GaN, а также СВЧ модулей и устройств на их основе. В настоящее время отечественная промышленность не располагает отечественными кремниевыми, карбид кремниевыми и алмазными подложками пригодными для выращивания на них гетероэпитаксиальных структур GaN. Однако, даже использование существующих гетероэпитаксиальных структур GaN на сапфире позволяет создавать СВЧ транзисторы, обладающие потребительскими свойствами.

Во ФГУП «НПП «Пульсар» разработаны СВЧ транзисторы на гетероструктурах AlGaN/Gan/canфир отечественного производства [1,2,3].

- К_{Ш МИН}=1,35 дБ при К_{УР ОПТ}=11,5 дБ, К_{УР МАКС}=17 дБ при К_{Ш ОПТ}=1,6 дБ на частоте F=1,5 ГГц (ширина затвора 500 мкм) [1]

- К_{Ш мин} <2,5 дБ при К_{ур опт} >10 дБ на частоте F=10 ГГц. (ширина затвора 150 мкм)

Эти транзисторы обладают высоким уровнем устойчивости к ионизирующим факторам. [4]

Проведенные исследования показали, что воздействие непрерывной входной мощности с уровнем P_{BX} =5 Вт не приводит к катастрофическому отказу малошумящего AlGaN/GaN HEMT с W_3 =500 мкм, а это на полтора-два порядка больше, чем для традиционного GaAs HEMT.

Очевидно, что разработанные AlGaN/GaN HEMT по шумовым параметрам уступают традиционным приборам на базе GaAs. Однако, существенно более высокие значения пробивных напряжений и сохранение работоспособности при более высоких температурах обуславливают лучшую устойчивость к уровню входной мощности, таким образом, малошумящие усилители (МШУ) на GaN транзисторах не уступают по коэффициенту шума МШУ на GaAs транзисторах с диодным устройством защиты, при меньших размерах устройства и более высокой надежности.

Для ряда радиолокационных систем, использующих короткоимпульсный режим излучения, применение GaN транзисторов возможно уже сейчас.

В связи с малой теплопроводностью сапфировой подложки очевидно, что в нормальных условиях и в непрерывном режиме работы происходит значительный перегрев активной области транзистора, приводящий к падению коэффициента передачи и выходной мощности. Предварительные тепловые расчеты показали, что в непрерывном режиме перегрев активной структуры составляет $\Delta T \ge 350$ град (рис.1). Однако РЛС Х-диапазона, как правило, излучают последовательности импульсных сигналов с длительностями $\tau_{имп}=0,2...100$ мкс и скважностью Q=50...1000. Расчет импульсного режима для исходного AlGaN/GaN HEMT на сапфире показал, что перегрев активной структуры для указанных последовательностей импульсов составил $\Delta T=27...150$ град (рис.2). В таких условиях GaN ПТБШ не ухудшает параметров надежности и может быть использован для проектирования CBЧ устройств на их основе. Для подтверждения предварительных расчетов были проведены импульсные измерения выходной мощности малоумящих AlGaN/GaN HEMT с шириной затвора 250 мкм производились на частоте F=10 ГГц при соответствующем импульсном питании транзистора. Измеренные в непрерывном режиме значения выходной мощности составили $K_{yp}=11...12$ дБ, Р_{вЫХ}=400 мВт. Результаты представлены в таблице:

τ _{ИМП} [мкс]	Непрерывн.	100	20	1
Р _{ВЫХ} [мВт]	400	420	480	660

Удельная выходная мощность малошумящего GaN ПТБШ в импульсном режиме составила Р_{вых.уд}=2,6 Вт/мм, против Р_{вых.уд}=1,6 Вт/мм в непрерывном режиме. Утонение сапфировой подложки до толщины 40-50 мкм позволит увеличить рабочее напряжение U_{CH} до 25...30В, что приведёт к существенному увеличению отдаваемой СВЧ мощности.

ФГУП «НПП «Пульсар» изготовлен транзистор с шириной затвора 4.6мм на основе гетероструктуры AlGaN/GaN/SiC (гетероструктура выращена методом MOCVD 3AO "ЭЛМА-Малахит" на подложке 6H-SiC S.I. фирмы CREE). Измеренные характеристики транзистора: ток стока при нулевом смещении на затворе I_{CU,HAC} 0_{зат}.=600 мА/мм, ток стока при полностью открытом канале на затворе I_{CU,HAC} открытом канале на затворе I_{CU,HAC} мА/мм, крутизна S=120 мС/мм, напряжение насыщения U_{CU,HAC}=+8B, напряжения пробоя в рабочем режиме: сток-исток, исток-затвор и сток-затвор более 85 В, коэффициент усиления на частоте 11 ГГц К_{ур}=10 дБ.



Рис.1. Расчетные значения перегрева активной части транзисторной структуры



Рис.2. Зависимость выходной мощности (измерение) НЕМТ AlGaN/GaN на сапфире (W₃=250µ) в зависимости от длительности импульса (Q=20)

- [1] Аболдуев И.М., Гладышева Н.Б., Дорофеев А.А., Миннебаев В.М., Чернявский А.А «Малошумящий AlGaN/GaN HEMT L-диапазона» - Материалы 16-ой Международной Конференции "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии", 2006г., Севастополь, Украина
- [2] И.М. Аболдуев, Н.Б. Гладышева, А.А. Дорофеев, Ю.В. Колковский, В.М. Миннебаев, А.А. Чернявский «ИССЛЕДОВАНИЕ МАЛОШУМЯЩЕГО AlGaN/GaN ПТБШ НА УСТОЙЧИВОСТЬ К ВХОДНОЙ МОЩНОСТИ» - Материалы VI-ой научно-технической конференции «Твердотельная электроника, сложные функциональные блоки РЭА», 21-23 марта, 2007 г., Россия, Владимир, с. 47
- [3] Аболдуев И.М., Гладышева Н.Б., Дорофеев А.А., Матвеев Ю.А., Миннебаев В.М., Чернявский А.А. «КВЧ СРЕДНЕЙ МОЩНОСТИ НЕМТ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ AlGaN/GaN» -Материалы 15-ой Международной Крымской Конференции "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии", 12-16 сентября, 2005г., Украина, Севастополь – изд-во "ВЕБЕР", с.170.
- [4] И.М. Аболдуев, Н.Б. Гладышева, А.А. Дорофеев, Ю.В. Колковский, В.М. Миннебаев, А.А. Чернявский «РАЗРАБОТКА НЕМТ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР AlGaN/GaN/canфир» -Материалы VI-ой научно-технической конференции «Твердотельная электроника, сложные функциональные блоки РЭА», 21-23 марта, 2007 г., Россия, Владимир, с. 39

FSUE "S&PE "PULSAR": EXPERIENCE OF GaN FET DESIGN

I.M. Abolduyev, N.B. Gladysheva, <u>A.A. Dorofeev</u>, Yu.V. Kolkovsky, V.M. Minnebaev Federal State Unitary Enterprise "Scientific & Product Enterprise "Pulsar". Okrygnoy pr. 27, 105187, Moscow,+7(495)-3653763, E-mail: pulsar@dol.ru

FSUE "S&PE "Pulsar" carry out researches and designes of Low-Noise and Power microwaves transistors on AlGaN/GaN, and also the microwave modules and devices on their basis.

Now the domestic industry has no Si, SiC and diamond substrates suitable for cultivation on them GaN structures. However, even use existing GaN-on-sapphire allows to create the microwave transistors having microwave parameters which are necessary for the consumer.

FSUE "S&EP "Pulsar" designed microwave transistors on structures of AlGaN/GaN/sapphire that are a domestically produced [1,2,3]:

- NFmin<1,35dB at Gain>11,5dB or Gmax=17dB at NF=1,6dB at F=2 GHz (Wg=500 mkm),

- NF < 2,5 dB at Gain > 10 dB on frequency F=10 GHz (Wg=150 mkm) .

These transistors have a high level of protecting to radiating factors, and also have a level of the maximum input power more than 30 W, that allows to use them in transceivers of Phased-Array Systems without additional devices of input protection. Thus, Low Noise Amp that based on gallium-nitride transistors do not concede on noise figure of LNA that based on gallium-arsenide transistors with the device of protection, at the smaller sizes of the device and higher reliability.

ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНЫЕ СТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ НИТРИДА ГАЛЛИЯ ДЛЯ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

И.Г. Ермошин, <u>Ю.Н. Свешников</u>*, И.Н. Цыпленков.

ЗАО "Элма-Малахит"-ДО ОАО "Концерн Энергомера". Пр.4922, д.4, стр.3, 124460, Москва,

Зеленоград

тел. +7(495)5328370, e-mail: sveshnikov@emal.zelcom.ru

Полевые транзисторы с высокой подвижностью электронов (HEMT) на основе гетероструктур AlGaN/GaN с рабочими частотами до 10 ГГц все шире осваиваются в промышленном производстве ведущих фирм. Продолжаются исследования, направленные на оптимизацию конструкции и технологии изготовления как собственно гетероструктур, так и самих НЕМТ и МИС на их основе.

Несмотря на то, что наиболее впечатляющие результаты по созданию нитридных НЕМТ получены на структурах, выращенных на подложках карбида кремния, для исследований по получению гетероструктур с оптимальными электрофизическими параметрами разумно использовать значительно более доступные подложки сапфира. Полагая, конечно, что специфика роста структур на различных подложках не будет значительно влиять на конечные характеристики материала.

Для получения гетероструктур использовался МОС-гидридный метод. Основные эксперименты проводились на подложках сапфира (0001) диаметром 50,8 мм с использованием низкотемпературного зародышевого слоя. Высокотемпературная часть структуры состояла из слоя GaN толщиной ~ 2 мкм и области AlGaN толщиной 25-30 нм, часть которой (12-15 нм) могла быть легирована кремнием до уровня (3-5).10¹⁸ см⁻³. Содержание Al в слоях находилось на уровне 20-25 ат.%. Процесс роста осуществлялся при давлении в реакторе 100 мм рт.ст.

На рис.1 приведено изменение подвижности носителей заряда и их плотности в проводящем канале в зависимости от содержания Al и легирования слоя AlGaN.



(1- подложка сапфира, 2- подложка карбида кремния)

Statistical Summary				
Number of Test Points	30			
Average Value	422.4			
Maximum Value	428.5			
Minimum Value	418.8			
Sample Spread(%)	2.29			
Std Dev Value	2.8			
Sample Std Dev(%)ó	0.65			
Sample Std Dev(%)36	1.95			
Sample Non-Uniformity(%)	1.14			



Рис.3 Распределение слоевого сопротивления по структуре AlGaN/GaN на подложке SiC

.Для получения аналогичных структур на подложках карбида кремния использовались пластины полуизолирующего 6H-SiC производства фирмы Cree. Процесс роста осуществлялся в изотермическом режиме (1050°C) с использованием переходного слоя AlN-AlGaN. Измерения показали, что электрофизические характеристики структур, выращенных на подложках карбида кремния, не отличаются от характеристик структур, полученных на подложках сапфира.

Для иллюстрации на рис.2 приведены кривые рентгеновской дифракции структур AlGaN/GaN на различных подложках, а на рис.3 приведено распределение слоевого сопротивления по площади структуры AlGaN/GaN, выращенной на подложке SiC. Достаточно высокая однородность (~1%) при среднем слоевом сопротивлении ~420 Ом.кв. говорит о пригодности такого материала для изготовления полевых транзисторов.

Таким образом, проведенные исследований показали, что при соответствующем выборе технологических режимов результаты, полученные при выращивании гетероструктур на основе нитрида галлия на подложках сапфира могут быть полноценно использованы для получения структур высокого качества и на подложках карбида кремния.

GaN BASED HETEROSTRUCTURES FOR HEMT

I.G. Ermoshin, <u>Yu.N. Sveshnikov</u>, I.N. Tsyplenkov* JSC "Elma-Malahit", pass.4922, b.4/3, Moscow, Zelenograd, 124460 tel.: +7(495)5328370, e-mail: sveshnikov@emal.zelcom.ru

HEMTs based on AlGaN/GaN have a great deal of application for high frequency and for high power electronics capable of operation at elevated temperatures. A lot of research works are aiming at improving properties of these devices.

Although, SiC is more appropriate substrate material for GaN growth, it is much more expensive than sapphire. That is why the later is widely used in research stage while final product is produced on SiC. However, there is a difference in grows procedure of GaN on SiC compared to one on sapphire. This article shows that the suitable choice of growth conditions will result in the same electrical characteristics of structures grown on both type of substrate.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ШУМОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРАНЗИСТОРОВ НА ОСНОВЕ GAN НАНОПРОВОЛОК

<u>С.Л. Румяниев^{1,2}, M.S. Shur², M.E. Левинштейн¹, A. Motayed³, A.V. Davydov³</u>

¹ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, Политехническая 26, Санкт Петербург 194021, тел. 7(812)2927988, е-mail: SL@mail.ioffe.ru

²Department of Electrical, Computer, and Systems Engineering, CII 9017, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy NY 12180-3590

³Materials Science and Engineering Lab., National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD 20899

В настоящей работе экспериментально исследовались характеристики транзисторов на основе GaN нанопроволок. Особое внимание было уделено исследованию низкочастотного шума, поскольку именно шум ограничивает практическое применение многих наноприборов.

Нанопроволоки длиной до 200 мкм выращивались CVD методом с использованием реакции паров галлия с аммиаком при T =850-900°C. Нанопроволоки обычно формировались на торце нанопластин из нитрида галлия (Рис.1) и имели длину от 20 до 200 мкм и диаметр 50-250 нм. Для получения приборных структур, взвесь нанопроволок в изопропаноле наносилась на Si/SiO₂ подложку с предварительно сформированными контактными площадками из титана. После ориентирования нанопроволок путем приложения переменного напряжения между контактами нанопроволок защищались слоем SiO₂, наносимым с помощью плазменного осаждения из газовой фазы (PECVD методом). Затем окисел удалялся с контактных площадок, и наносился второй слой металлизации (Ti/Al/Ti/Au, 30/100/30/30 нм) (Рис. 2). Полученные структуры представляли собой полевые транзисторы с общим затвором (кремниевая подложка) и симметричными стоком и истоком.

Такие транзисторы демонстрировали характеристики приборов с каналом n-типа, пороговым напряжением V_t \approx -15 V и диапазоном модуляции тока стока около пяти порядков. Была отмечена некоторая нестабильность вольтамперных характеристик. В частности, когда отрицательное напряжение прикладывалось к затвору, ток стока медленно (в течение 10-15 мин) нарастал к постоянной величине, которая превышала первоначальное значение на 30-50%. Такой эффект наблюдался и ранее, и связан, по-видимому, с локальными состояниями в PECVD окисле. Концентрация и подвижность электронов лежали в пределах n= (2-5)×10¹⁸ см⁻³ and µ≈(150-250) см²/B с, соответственно.

Спектры низкочастотных шумов были близки к шуму типа 1/f при низких напряжениях на стоке (<1-2 В). При больших напряжениях во всех транзисторах наблюдался заметный вклад генерационно-рекомбинационного шума. На рисунке 3 показаны несколько примеров спектров при нулевом напряжении на затворе и разных напряжениях на стоке. Параметр Хоуге, который часто используется для характеристики амплитуды шума типа 1/f, был найден равным α≈2×10⁻². Эта величина только на порядок больше, чем минимальное значение измеренное в эпитаксиальных GaN пленках.



Рис.1. Нанопроволока растущая с торца нанопластины [1]



Рис.2. Микроструктура контакта к нанопроволоке.
С целью исследования природы шума флуктуации типа 1/f измерялись в условиях подсветки низкошумящими светодиодами с длиной волны 265- 620 нм. При длинах волн λ > 365 нм фотопроводимость была заметно более слабой, чем при более коротковолновой подсветке. Шум также слабо зависел от длинноволнового (λ > 365 нм) освещения. Коротковолновый свет (λ <365 нм) сильно подавлял шум. На рис.4 показан шум в темноте и при освещении светом (λ = 280 нм) разной интенсивности. Видно, что свет не только подавляет шум, но и меняет форму спектра шума.

По-видимому, этот эффект объясняется изменением заселенности ловушек при освещении и изменением характерного времени захвата электронов на эти ловушки. Поскольку только свет с энергией кванта, большей, чем ширина запрещенной зоны GaN, подавляет шум, следует заключить, что неосновные носители (дырки) играют важную роль в подавлении шума светом.





Рис.3.Спектры шумов тока стока при разных напряжениях на стоке.[1]

Рис.4. Влияние света светодиода с длиной волны 280нм на спектр шума.[1]

[1] S.L. Rumyantsev, M.S. Shur, M.E. Levinshtein, A. Motayed and A.V. J. Appl. Phys. 103, 064501 (2008)

Работа частично поддержана РФФИ (08-02-00010).

ELECTRICAL AND NOISE CHARACTERISTICS OF GAN NANOWIRE TRANSISTORS

S. L. Rumyantsev^{1,2}, M. S. Shur², M. E. Levinshtein¹, A. Motayed³, and A. V. Davydov³

¹Ioffe Institute of Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, 7(812)2927988, e-mail: SL@mail.ioffe.ru

²Department of Electrical, Computer, and Systems Engineering, CII 9017, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy NY 12180-3590

³Materials Science and Engineering Lab., National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD 20899

GaN nanowires with diameters ranging from 50 to 300 nm and lengths up to 200 microns were grown by direct reaction of metal gallium vapor with ammonia at 850–900 °C. Nanowires were aligned between metal contacts using dielectrophoresis on thermally grown silicon dioxide on p⁺-doped Si substrate, which served as a gate. The nanowire transistors had the threshold voltage of V_{th}~-15 V and exhibited the on-to-off current ratio of approximately five orders of magnitude. The electron concentration and mobility estimated from the transistor's dimensions and current-voltage characteristics were n = $(2-5)\times10^{18}$ cm⁻³ and $\mu \approx (150-250)$ cm²/Vs, respectively. The noise spectra of the current noise were close to the 1/f noise at low drain voltages V < 1-2 V (with the Hooge parameter α =2×10⁻²). Exposing transistors to the long wavelength light had a little effect on the noise spectra but the light with the wavelength λ < 365nm suppressed the noise up to an order of magnitude and changed the shape of the noise spectra.

This strong suppression of the noise by light is explained by the illumination changing the occupancy of traps responsible for noise.

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРАНЗИСТОРНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ НИТРИДА ГАЛЛИЯ

<u>А.Я. Поляков</u>¹*, Н.Б. Смирнов¹, А.В. Говорков¹, Н.Г. Колин², В.М. Бойко², Д.И. Меркурисов², S.J. Pearton³

¹ ФГУП "Гиредмет», Москва, 119017, Б. Толмачёвский пер., д. 5, тел. +7(495)2399090,

e-mail: polyakov@girmet.ru;

² Филиал ФГУП «НИФХИ им. Л.Я. Карпова», Киевское шоссе, 249033, г.Обнинск, Калужская обл. ³ Department of Materials Science and Engineering, University of Florida, Gainesville, 32611, USA

В работе изучено влияние облучения электронами (10 МэВ) на проводимость двумерного газа, вольт-вафрадные характеристики (ВФХ), адмиттанс-спектры и спектры релаксационной спектроскопии глубоких уровней (РСГУ) гетеропереходов AlGaN/GaN и AlN/GaN, используемых в полевых транзисторах. Использовались структуры, приготовленные с помощью МОС-гидридной эпитаксии и МЛЭ на сапфире. Показано, что заметное уменьшение проводимости двумерного канала происходит после облучения потоком электронов выше 1.5×10¹⁶ см⁻² и является, главным образом, следствием возрастания рассеяния электронов в буфере GaN. В результате облучения наблюдается систематический сдвиг BФX Au/AlGaN/GaN в сторону отрицательных напряжений (см. Рис.1а), что вызвано возрастанием плотности объёмного заряда, связанного с локальными центрами в слое AlGaN. Детальные исследования спектров глубоких центров, проведённые для одной из транзисторных структур по мере роста дозы облучения, показывают, что в буферном слое структуры происходит постепенное заглубление уровня Ферми. Это связано с возрастанием компенсации проводимости буфера радиационными дефектами, при котором уровень Ферми последовательно проходит через уровни различных локальных состояний, присутствовавших до облучения или введённых облучением. Анализ показывает, что среди этих состояний большую роль играют три различных центра с энергией активации около 0.2 эВ, а также две ловушки с энергией активации 0.35 эВ и 0.4 эВ (Рис.1b). Ловушки 0.2 эВ часто связываются в литературе с дефектами, включающими в свой состав вакансии азота. Концентрация этих дефектов возрастает при облучении, как следует из измерений, проведённых на контрольных образцах нитрида галлия. Эти же измерения показывают, что компенсация проводимости нитрида галлия при облучении обеспечивается введением глубокого акцепторного уровня с энергией около 1 эВ, приписываемого междоузельному азоту. При дозах облучения в интервале 1.5×10¹⁶ ÷ 4.5×10¹⁶ см⁻² уровень Ферми последовательно закрепляется на центрах с энергией активации 0.35 эВ и 0.4 эВ, которые, по всей видимости, присутствовали в исходном состоянии (эффективное введение таких центров при электронном облучении эпитаксиальных слоёв нитрида галлия не обнаружено). Облучение электронами приводит на начальной стадии к некоторому уменьшению токов утечки диода Шоттки затвора, но при дозах облучения выше 1.5×10¹⁶ см⁻² токи утечки начинают возрастать из-за влияния радиационных дефектов. Наши эксперименты показывают, что облучение электронами может быть



Рис.1. Высокотемпературные ВФХ (а); и температурные зависимости G/ ω (адмиттанс-спектры) в области перекрытия канала (b) структур Au/AlGaN/GaN, облученных электронами с энергией 10 МэВ. Доза облучения: 1 - 1×10¹⁴ см⁻², 2 - 1×10¹⁵ см⁻², 3 - 1.5×10¹⁶ см⁻², 4 - 4.5×10¹⁶ см⁻²

использовано для корректировки технологии получения полуизолирующего буферного слоя, который необходим для нормальной работы транзистора. Так, для двух структур AlGaN/GaN и AlN/GaN, выращенных методом МЛЭ при компенсации проводимости буфера GaN железом, из-за неоптимизированных условий нанесения буферных слоёв концентрация остаточных доноров в нитриде галлия составляла $\sim 10^{15}$ см⁻³, что в реальном приборе будет приводить к невозможности полностью закрыть транзистор и к потерям СВЧ мощности. В ВФХ таких гетеропереходов в области обеднения наблюдалась ёмкость, сильно превышающая паразитную. В результате облучения электронами дозой 5×10^{15} см⁻² буфер таких гетеропереходов стал высокоомным, ёмкость в области обеднения очень маленькой, при том, что никаких заметных изменений в проводимости двумерного газа не произошло, а токи утечки диода Шоттки даже уменьшились. Разумеется, подобный метод доводки сопротивления буфера может быть полезен лишь в случае, когда концентрация остаточных доноров $\sim 10^{15}$ см⁻³, так что доза, требующаяся для компенсации мелких доноров в слое нитрида галлия, не превышает порогового значения $\sim 10^{16}$ см⁻², при котором начинается серьёзное ухудшение проводимости канала и рост токов утечки диодов Шоттки.

Работа во ФГУП «Гиредмет» выполнялась при частичной поддержке МНТЦ (грант №3029), а также РФФИ (грант № 07-02-00408).

EFFECTS OF ELECTRON IRRADIATION ON GaN-BASED TRANSISTOR STRUCTURES

<u>A.Y. Polyakov¹</u>, N.B. Smirnov¹, A.V. Govorkov¹, N.G. Kolin², V.M. Boiko², D.I. Merkurisov², S.J. Pearton³

¹Institute of Rare Metals, B. Tolmachevsky, 5, Moscow, 119017, phone: +7(495)239-90-90, e-mail:polyakov@girmet.ru

²Obninsk Branch of Federal State Unitary Enterprise, Karpov Institute of Physical Chemistry, Kiev Avenue, Obninsk, Kaluga region, 249033

³Department of Materials Science and Engineering, University of Florida, Gainesville, 32611, USA

Effects of electron irradiation (10 MeV) on 2DEG conductivity, C-V characteristics, DLTS and admittance spectra of MOCVD and MBE grown AlGaN/GaN and AlN/GaN HEMT structures were studied. It is shown that measurable changes of 2DEG conductivity occur at doses exceeding 1.5×10^{16} cm⁻² and are caused mainly by changes in 2DEG mobility. Irradiation systematically shifts C-V characteristics to more negative voltages and changes the buffer conductivity so that the Fermi level is successively pinned near electron traps with activation energy around 0.2 eV, 0.35 eV, 0.4 eV which happens because of the introduction of deep acceptor centers near Ee-1 eV. It is demonstrated that for AlGaN/GaN and AlN/GaN structures with slightly conducting GaN buffer (electron concentration ~10¹⁵ cm⁻³) electron irradiation with the dose of 5×10^{15} cm⁻² renders the GaN buffers semi-insulating without decreasing the channel conductivity. This could be an attractive option for correcting technology when growth fails to yield semi-insulating buffers.

ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ AIGaN/GaN- НЕМТ- ТРАНЗИСТОРОВ С РАЗЛИЧНОЙ ДЛИНОЙ И ШИРИНОЙ ЗАТВОРОВ

<u>В.Г.Мокеров¹</u>*, А.Л.Кузнецов¹, Ю.В.Федоров¹, Е.Н.Енюшкина¹, А.С.Бугаев¹, А.Ю.Павлов¹, Д.Л.Гнатюк¹, А.В.Зуев¹, Р.Р.Галиев¹, Ю.Н.Свешников², А.Ф.Цацульников³, В.М.Устинов³ ¹Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук. Нагорный проезд, дом 7, корпус 8/0, 117105, г.Москва,

тел. +7(495)1234464, e-mail: vgmokerov@yandex.ru

² ЗАО "Элма-Малахит"-ДО ОАО "Концерн Энергомера", 124460, Москва, Зеленоград,

тел. +7(495)5328370, e-mail: sveshnikov@emal.zelcom.ru

³ Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН,

194021, С.Петербург, тел.8(812) 2973178, e-mail: vmust@beam.ioffe.ru

В последние годы проявляется возрастающий интерес к СВЧ- транзисторам и монолитным интегральным схемам (МИС) на широко-зонной гетеросистеме AlGaN/GaN. Большая ширина запрещенной зоны Eg (Eg=3,49B для GaN) и, соответственно, большие напряжения пробоя (U^{BD}_d>100В), высокая плотность электронов n_{el}>10¹³ см⁻², обусловленная спонтанной и пьезоэлектрической поляризацией, и высокая скорость электронов, делают эту гетеросистему чрезвычайно перспективной для мощных СВЧ- приборов. К настоящему времени наиболее интенсивно исследованы AlGaN/GaN- HEMT (High Electron Mobility Transistor)- транзисторы смдиапазона. На частоте f=4 ГГц достигнута рекордно высокая удельная выходная мощность Р^{sp}out>32 Вт/мм [1]. Впечатляющие результаты получены и для транзисторов мм- диапазона. Достигнутые здесь предельные частоты усиления по току ft и по мощности fmax составляют: f_i=163 ГГц [2] и f_{max}=230 ГГц [3]. Однако, для реализации столь высоких частот, как правило, требуется снижение пробивных напряжений. В тоже время, возможности частотных свойств транзисторов с высокими пробивными напряжениями (выше 100 В) исследованы мало. Не исследованы и зависимости частотных характеристик AlGaN/GaN транзисторов от ширины и топологии секционированных затворов, применяемых в мощных транзисторах, а также от длины затворов L_e, хотя эти данные чрезвычайно важны для нахождения оптимальных конструкций транзисторов на различные частоты. Исследованию этих вопросов и посвящено данное сообщение.

В докладе представлены результаты исследований частотных характеристик AlGaN/GaN- HEMTтранзисторов с различной длиной и шириной секционированных затворов. Гетероструктуры Al_{0.2}Ga_{0.8}N/GaN выращивались методом газофазной эпитаксии путем разложения металлорганических соединений на подложках сапфира ориентацией (0001). Подвижность электронов в исследуемых гетероструктурах составляла 1200 см²/B·с, а их концентрация n_e – 1,1·10¹³ см⁻². На этих гетероструктурах с применением электронной литографии изготовлены HEMTтранзисторы с длинами затворов L_g в интервале от 170 нм до 0,5 мкм, с суммарной шириной секционированных затворов W_g=n·W_gⁿ в интервале от 100 мкм до 1200 мкм. Здесь W_gⁿ – ширина отдельных секций и n – их количество. Максимальная крутизна транзисторов g_m^{max} составляла 240 мС/мм, максимальная плотность стока I_d^{max} – 600мА/мм, напряжение пробоя исток-сток U_d^{BD} – 115 В. Удельная выходная мощность Р^{sp}_{out} составила 3,8 Вт/мм.

Исследование СВЧ- характеристик транзисторов проводилось на основе измерений малосигнальных S- параметров в диапазоне частот f от 10 МГц до 67 ГГц, по которым затем определялись коэффициенты усиления К_g на различных частотах, и предельные частоты усиления по току ft и по мощности fmax. Частоты ft, fmax и коэффициенты усиления транзисторов Kg были определены для всего исследованного набора длин затворов в диапазоне от 170 нм до 0,5 мкм, и ширин затворов в интервале от 100 мкм до 1200 мкм. Показано, что частота ft не зависит от ширины затворов W_g , а определяется только их длиной L_g , следуя зависимости $f_t \sim L_g^{-1}$. Для $L_g = 170$ нм она составила 48 ГГц. В отличие от ft, частота fmax и коэффициент усиления Kg зависят не только от Lg, но и от ширины затворов W_g , и соответственно, от их сопротивлений R_g . Зависимость f_{max} от W_g , и соответственно от Rg, обусловлены паразитными вкладами в уменьшение fmax от Rg Cgd - времён задержки (Cgd- ёмкость обратной связи затвор-сток). Этот же механизм ответственен и за зависимость К_g от W_g, которая особенно сильно проявляется на высоких частотах (при t>20-25 ГГц). С уменьшением длины и ширины затворов, частота f_{max} возрастает и при L₂=170 нм и Wg=100мкм достигает наибольшего значения 90ГГц. Также были исследованы зависимости частоты f_{max} и коэффициента усиления K_g от ширин W_g^n и количества n затворных секций. Установлено, что и f_{max} и Kg уменьшаются при увеличении каждого из этих параметров и остаются неизменными, если произведение $W_g^n \cdot n = W_g$ сохраняется постоянным, и вариации W_g^n не слишком велики. В результате исследований частотных зависимостей коэффициента усиления K_g для транзисторов с различной шириной затворов Wg, при различных фиксированных длинах затворов Lg, были определены предельно допустимые ширины затворов Wg^{max} и выходные мощности Pout транзисторов для различных частот f:

при Lg=0,5 мкм для f=10÷12 ГГц при L_g=0,26 мкм для f=20 ГГц при L_g=0,26 мкм для f=25ГГц -

W^{max}g=1200 мкм и Р_{out}=4,5 Вт; W^{max}g=400 мкм и Р_{out}=1,5 Вт; W^{max}g=240мкм и Р_{out}=0,91Вт; W^{max}g=100 мкм и Р_{out}=0,38 Вт. при L_g=170 нм для f=30÷40 ГГц –

Транзисторы с такими значениями Wg и Pout следует рассматривать, как оптимальные базовые ячейки для монолитных интегральных схем на данной гетеросистеме.



(a)

Рис.1. Частотные зависимости коэффициентов усиления по току (H₂₁) и максимально достигаемого усиления/максимально стабильного усиления - MAG/MSG (maximum available gain/maximum stable gain) (a); зависимость предельной частоты усиления по току f₁ от длины затвора L_g и от обратной длины $(2\pi L_g)^{-1}$ (b).

В заключение обсуждается, что в разработанной технологии коротко-канальных 170-нм-Al_{0,2}GaN_{0,8}/GaN- НЕМТ- транзисторов удачно сочетаются и достаточно высокие частотные свойства (f_{max}=90 ГГц), и большие пробивные напряжения (U_d^{BD}=115 B), что делает её привлекательной не только для частот см- диапазона, но и для более высокочастотного мм- диапазона, до 40 ГГц и выше

[1] T.Wisleder et al, IEEE Electron Device Lett., vol.25, p.p.117+119 (2004).

[2] M.Higashiwaki et al, Int. Conf. Nitride Semiconductors, Bremen, Germany 2005, Paper We-ED2-4.

[3] T.Palacios et al, IEEE Electron Device Lett., vol.27, pp. 15÷17 (2006).

THE FREQUENCY CHARACTERISTICS OF AIGaN/GaN- HEMT'S WITH DIFFERENT GATE LENGTH AND GATE WIDTH

V.G.Mokerov¹*, A.L.Kuznetzov¹, Yu.V.Fedorov¹, A.S.Bugaev¹, A.Yu.Pavlov¹, E.N.Enushkina¹, D.L.Gnatjuk¹, A.V.Zuev¹, R.R.Galiev¹, Yu.N.Sveshnikov², A.F.Tsatsulnikov³, V.M.Ustinov³.

¹Institute of UHF semiconductor electronics of Russian academy of sciences, Nagornii pr., 7, 8/0, 117105,

Moscow, Russia, phone +7(495)1234464, e-mail: vgmokerov@yandex.ru;

² "Elma-Malehit" Ltd Company of Joint Stock Company "Concern Energomere", 124460, Moscow,

Zelenogred, Russia, phone +7(495)5328370, e-mail: sveshnikov@emal.zelcom.ru ,

³ Ioffe Physico-technical institute of the RAS,

194021, St. Petersburg, Russia, phone 8(812) 2973178, e-mail: vmust@beam.ioffe.ru

n-Al_{0.2}Ga_{0.8}N/GaN- HEMT's with the gate lengths from 170 nm to 0,5 µm and with the gate widths from 100 µm to 1200 µm have been investigated. Their I-V- and C-V- characteristics were studied. The small signal S- parameters were measured, and the current gain cut-off frequency ft, and the power gain cut-off frequency fmax were determined. The gain coefficient Kg was investigated in the frequency range from 10 MHz to 67 GHz as a function of gate length and gate width. f_t and f_{max} achieve their maximum values f_t =48 GHz and f_{max} =90 GHz at Lg=170 nm and Wg=100 μ m. The optimal values of Wg and the output power P_{out} of the basis transistors have been determined for the different frequencies of operation. It is also shown, that the 170 nm - Al_{0.2}Ga_{0.8}N/GaN- HEMT- technology studied here, combines both the good frequency characteristics and the high break-down voltages, and is very promising for high frequency application - up to 40 GHz and higher.

МНОГОСЛОЙНЫЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ AIN/AIGaN/GaN/AIGaN С ВЫСОКОЙ СЛОЕВОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ЭЛЕКТРОНОВ

А.Н. Алексеев, А.Э. Бырназ, Д.М. Красовицкий, М.В. Павленко, С.И. Петров*,

Ю.В. Погорельский, И.А. Соколов, М.А. Соколов, М.В. Степанов, А.П. Шкурко, В.П. Чалый. ЗАО «Светлана- РОСТ». пр. Энгельса, д. 27, 194156, Санкт-Петербург,

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

Высокомощные и высокочастотные электронные приборы на основе гетероструктур GaN/AlGaN привлекают большое внимание в силу их потенциальных применений. Для получения приборов с высокой эффективностью требуется уменьшение слоевого сопротивления, что подразумевает выращивание гетероструктур с высокой подвижностью электронов в двумерном электронном газе при их высокой концентрации. Один из путей повышения концентрации электронов это увеличение содержания Al в барьерном слое AlGaN. Однако увеличение содержания Al выше определенного уровня приводит к уменьшению подвижности электронов. Возможным решением указанной проблемы является выращивание в барьерном слое сверхрешеток AlN/GaN [1]. Другим путем увеличения сосевой концентрации двумерных электронов при сохранении их подвижности является использование обратного легирования в двойных гетроструктурах AlGaN/AlGaN [2]. Второй из указанных подходов представляется привлекательным еще и потому, что ранее нами были получены обнадеживающие результаты по выращиванию многослойных гетероструктур AlN/AlGaN/AlGaN [3].

В настоящей работе гетероструктуры были выращены на сапфировых подложках на установке STE3N2 (Semiteq), специализированной для аммиачной молекулярно-лучевой эпитаксии нитридов III группы. Исследовалось влияние модификации барьерного слоя (сверхрешетки AlN/GaN и слои AlGaN), а также обратного легирования в многослойных гетероструктурах AlN/AlGaN/GaN/AlGaN на изменение слоевого сопротивления. В частности, было исследовано влияние среднего состава, соотношения толщин слоев AlN и GaN и общей толщины сверхрешетки AlN/GaN в барьерном слое, а также дизайна буферного слоя AlGaN с обратным легированием перед канальным слоем GaN на величину слоевого сопротивления многослойных гетероструктур AlN/AlGaN/GaN/AlGaN. В результате получены значения слоевого сопротивления 240 Ом/ед. пл. (концентрация электронов в канале 2,010¹³ см⁻² при их подвижности 1300 см²/В с) в многослойной гетероструктуре с толщиной канала 100 нм и сверхрешеткой AlN/GaN со средним составом 50% в барьерном слое (в структуре с «обычным» барьерным слоем AlGaN – 280-320 Ом/ед. пл., подвижность 1300-1400 см²/В с при концентрации 1,5-1,610¹³ см⁻²), а также 289 Ом/ед. пл. (концентрация электронов в канале 1,610¹³ см⁻² при их подвижности 1350 см²/В·с) в аналогичной структуре с квантоворазмерным каналом толщиной 5 нм (в структуре с такой толщиной канала и «обычным» барьерным слоем AlGaN – 320-370 Ом/ед. пл., подвижность 1300-1400 см²/Вс при концентрации 1,3-1,410¹³ см⁻²). Уменьшение слоевого сопротивления в гетероструктуре с двойным электронным ограничением с квантоворазмерным каналом вызвано уменьшением концентрации электронов из-за сильного искривления зонной диаграммы в области канала под влиянием поляризационных полей.

Кроме того, в структуре с квантоворазмерным каналом 5 нм с использованием оптимального дизайна обратного легирования получены значения слоевого сопротивления 240-275 Ом/ед. пл. (концентрация электронов в канале 1,9-2,0 10¹³ см² при их подвижности 1200-1300 см²/В с).

Таким образом, при использовании в барьерном слое сверхрешеток AlN/GaN, а также обратного легирования получены значения слоевого сопротивления нитридных транзисторных гетероструктур, находящиеся в числе лучших среди достигнутых в мире и рекордные для России. [1] Ү. Kawakami et al. Appl. Phys. Lett., **90**, 242112 (2007)

[1] F. Kawakann et al. Appl. Phys. Lett., **90**, 242112 (200 [2] C.O. Chen et al. Appl. Phys. Lett., **82**, 4593 (2003)

[2] C.Q. Chen et al. Appl. Phys. Lett.,**62**, 4393 (2005)

[3] А.Н. Алексеев и др. ПЖТФ, **32** (22), 6 (2006)

MULTILAYER HETEROSTRUCTURES AIN/AIGaN/GaN/AIGaN WITH HIGH ELECTRON SHEET DENSITY

A.N.Alexeev, A.E.Byrnaz, D.M.Krasovitsky*, M.V.Pavlenko, <u>S.I.Petrov</u>*, Yu.V.Pogorelsky, I.A.Sokolov, M.A.Sokolov, M.V.Stepanov, A.P.Shkurko, V.P.Chaly JSC «Svetlana-Rost», p/o box 29, 194156, St. Petersburg,

phone. +7(812)7021308, e-mail: support@semiteq.ru;

Using of the superlattices AlN/GaN in barrier layer as well as back doping in multilayer heterosructure AlN/AlGaN/GaN/AlGaN allows to achieve high electron sheet density up to 240 Ω/\Box . This value is on the world state of the art level and record for Russia.

МНОГОСЛОЙНЫЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ AIN/AIGaN/GaN/AIGaN ДЛЯ МОЩНЫХ ПОЛЕВЫХ СВЧ-ТРАНЗИСТОРОВ НА ТЕПЛОПРОВОДЯЩИХ ПОДЛОЖКАХ

А.Н. Алексеев, А.Э. Бырназ, Д.М. Красовицкий, М.В. Павленко, <u>С.И. Петров</u>*,

М.Ю. Погорельский, И.А. Соколов, М.А. Соколов, М.В. Степанов, А.П. Шкурко, В.П. Чалый.

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

Одной из основных проблем в производстве мощных нитридных СВЧ- транзисторов, является теплоотвод от приборов, рассеиваемая мощность которых составляет десятки Ватт. Температура активной области транзисторов на сапфире, обладающего низкой теплопроводностью, может достигать 300°С и выше [1]. Результаты, полученные с использованием технологии "field-plate", расширяющей рабочие диапазоны приборов за счет колоссального снижения уровня утечек затвора. составляют, на частотах 2-4 ГГц 12 Вт/мм и 32 Вт/мм для подложек Al₂O₃ [2] и полуизолирующего SiC [3], соответственно. На подложках сапфира с использованием «flip-chip» технологии переноса на теплопроводящую подложку возможно трехкратное снижение теплового сопротивления [4], однако и в этом случае оно более чем в три раза превышает аналогичный показатель для случая использования подложек полуизолирующего SiC. Так, на сапфире в транзисторах, демонстрирующих плотность мощности 4,6 Вт/мм на 8 ГГц для ширины затвора 100 мкм, даже с использованием «flip-chip» технологии, удалось получить в усилителе [5] с общей периферией 4 мм лишь 8 Вт суммарной мощности. Потенциально перспективны подложки так называемого «отделенного GaN» (9,4 Вт/мм на 10 ГГц для периферии затвора 2×75 мкм) [6]), промышленное производство которых в данный момент не налажено, а также различные варианты «квазиобъемных» AlN-подложек [7], приборных результатов на которых пока не получено. Динамично развивается в последние годы технология нитридов на кремнии, стимулированная, в первую очередь, перспективой массового применения относительно недорогих приборов в системах связи на частотах до 6 ГГц. Преодоление проблемы растрескивания гетероструктур и использование высокоомных подложек Si (>10⁴ Ом см) позволило достичь плотности мошности 7 Вт/мм на 10 ГГп [8] и 5.1 Вт/мм на 18 ГГц [9].

Таким образом, среди использовавшихся до последнего времени подложек для роста нитридных гетероструктур наилучшие, по соотношению рабочих частот и мощностей, результаты достигаются на подложках полуизолирующего SiC. Их основными недостатками является высокая стоимость и торговые ограничения по целому ряду параметров, обусловленные практически монопольным положением на рынке основных производителей. Альтернативным представляется подход, предложенный в 2004 г. японской компанией Fujitsu, основанный на использовании относительно толстых переходных изолирующих слоев AIN на более дешевых подложках SiC п-типа проводимости, использующихся в мире для производства светодиодов на основе GaN. Сочетание высокой теплопроводности, близкой к теплопроводности SiC, и пониженной плотности проникающих дислокаций делает возможным изготовление на таких полуизолирующих подложках SiC/AIN нитридных мощных высокочастотных транзисторов нового поколения, сочетающих более дешевые подложка большего диаметра (на данный момент - до 4") и высокую плотность мощности. На таких подложках уже получены приборы с плотностью мощности до 7 Вг/мм, усилением до 22,2 дБ и РАЕ до 70% на частоте 2.14 ГГц [10].

Ранее мы сообщали о получении методом МПЭ многослойных гетероструктур AlN/AlGaN/GaN/AlGaN, на основе которых удалось изготовить транзисторы с шириной затвора 0,48 mm. имеющие мошность 1.8 Вт на 10 ГГц (плотность мошности 3.8 Вт/мм) [11]. Несмотря на то, что электрофизические параметры гетероструктур практически соответствовали мировому уровню и в транзисторах, благодаря двойному электронному ограничению, минимизирован высокочастотный токовый коллапс, указанные выше значения мощности, полученные без оптимизации теплоотвода, близки к предельно возможным. В настоящей работе мы сообщаем предварительные результаты переноса технологии роста многослойных гетероструктур на подложки кремния и AlN/SiC. Гетероструктуры были выращены на установке STE3N2 (Semiteq), специализированной для аммиачной молекулярно-лучевой эпитаксии нитридов III группы. Путем оптимизации ростовых условий удалось минимизировать количество макроскопических трещин при выращивании на подложках Si. Использование многослойных гетероструктур AlN/AlGaN/GaN/AlGaN позволило практически воспроизвести основные приборные свойства, несмотря на более шероховатую поверхность исходных подложек AlN/SiC. Ток насыщения тестовых приборов, изготовленных из гетероструктур на подложках кремния и AlN/SiC, сопоставим с аналогичным параметром приборов

ЗАО «Светлана- РОСТ». пр. Энгельса, д. 27, 194156, Санкт-Петербург,

на подложках сапфира (0,6-1,0 А/мм), в то же время не наблюдается его уменьшения связанного с тепловым рассеянием при больших значениях рабочих напряжений.

- [1] J. Kuzmik etal. IEEE Trans. Electron Dev., 49, 1496 (2002)
- [2] A. Chini et al. Elec. Lett., **40**, 73 (2004)
- [3] Y.F. Wu et al. IEEE Electron Dev. Lett., 25, 117 (2004)
- [4] J. Sun et al. IEEE Electron Dev. Lett., 24, 375 (2003)
- [5] J.J. Xu et al. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques., 48, 2573 (2000)
- [6] K.K. Chu et al. IEEE Electron Dev. Lett., 25, 596 (2004)
- [7] X. Hu et al. Appl. Phys. Lett., 82, 1299 (2003)
- [8] Ph. Bove et al. GaAs MANTECH, New Orleans. 2005. (http://gaasmantech.org/Digests/2005/ 2005Papers/4.3.pdf)
- [9] D. Ducatteau et al. IEEE Electron Dev. Lett., 27, 7 (2006)
- [10] T. Kikkawa et al. GaAs MANTECH, Princeton. 2006. (http://gaasmantech.org/Digests/2006/2006%20 Digests/12A.pdf)
- [11] А.Н. Алексеев и др., Тез. докладов 5-й Всероссийской конф. «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы» (Москва, МГУ, 31 Января – 2 Февраля 2007) с. 42.

MULTILAYER HETEROSTRUCTURES AIN/AIGaN/GaN/AIGaN FOR POEWR MICROWAVE TRANSISTORS ON HEAT CONDUCTING SUBSTRATES

A.N.Alexeev, A.E.Byrnaz, D.M.Krasovitsky*, M.V.Pavlenko, <u>S.I.Petrov</u>*, M.Yu.Pogorelsky, I.A.Sokolov, M.A.Sokolov, M.V.Stepanov, A.P.Shkurko, V.P.Chaly JSC «Svetlana-Rost», p/o box 29, 194156, St. Petersburg,

phone. +7(812)7021308, e-mail: support@semiteq.ru;

Multilayer AlN/AlGaN/GaN/AlGaN heterostructures were directly grown by ammonia-based MBE on heat conducting Si and SiC/AlN substrates owing to rather thick bottommost AlN layer serving as a «template» initiating the growth on different mismatched substrates. 2DEG parameters of such an experimental heterostructures are similar to those obtained on sapphire substrates, while saturation current (0,6-1,0 A/mm) of test transistors doesn't fall at higher drain voltage.

САМОКОМПЕНСАЦИЯ ДОНОРОВ В КРИСТАЛЛАХ AIN: ИССЛЕДОВАНИЯ МЕТОДАМИ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЭПР И ДЭЯР

<u>П.Г. Баранов</u>¹*, А.П. Бундакова¹, С.Б. Орлинский².Я. Шмидт², М. Бикерманн³, Б.М. Эпельбаум³, А. Виннакер³

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая 26, 194021 С.-Петербург, Россия –

тел. +7(812)2927320, e-mail: pavel.baranov@mail.ioffe.ru;

² Huygens Laboratory, Leiden University, Leiden, The Netherlands;

³ Department of Materials Science 6, University of Erlangen-Nuernberg, Martensstr. 7,

91058 Erlangen, Germany

Одной из принципиальных проблем в применении нитридных полупроводников является легирование кристаллов AlN донорными примесями. Экспериментальные и теоретические исследования электронных свойств полупроводников показывают, что доноры могут находиться в электронных состояниях двух типов: либо образуется мелкий донор с делокализованной волновой функцией, либо образуется состояние с глубоким уровнем. Последнее обычно называется DX центр и возникает в результате релаксации решетки вблизи донора с проявлением отрицательной корреляционной энергии. Переход мелкого донора в DX состояние существенно влияет на *n*-тип проводимости и приводит к самокомпенсации согласно реакции $2d^0 = d^+ + DX^+ + U$. Здесь *d* обозначает мелкий донор, DX - центр с глубоким уровнем, U - отрицательная корреляционная энергия. В этой модели мелкий донор может понизить свою энергию путем захвата второго электрона с соседнего мелкого донора с последующей релаксацией решетки вблизи донорном типо примости. В разультате образуется с с порявление собрание с раксацией решетки вляяет с доком приводит к самокомпенсации согласно реакции свою энергию путем захвата второго электрона с соседнего мелкого донора к споследующей релаксацией решетки вблизи донорной примеси. В результате образуются два непарамагнитных состояния.

В настоящее время нет единого мнения о природе доноров в AIN: имеются работы где считается, что Si приводит к образованию DX состояния, в то же время ряд авторов полагают, что Si образует мелкий донор, тогда как кислород приводит к образованию DX-центра. Более того, вообще не решен вопрос, имеются ли примеси, которые приводят к образованию мелких доноров, то есть к нормальной *n*-проводимости, нет информации и о пространственном распределении волновых функций мелких доноров в нитридных полупроводниках.

В настоящей работе два типа мелких доноров с сильно делокализованной волновой функцией были обнаружены в номинально нелегированных объемных кристаллах AlN. Эксперименты демонстрируют как мелкие доноры одного из типов трансформируются в центры с глубокими уровнями вследствие *DX* преобразования и могут быть снова переведены в состояние с мелкими уровнями в виде метастабильного триплетного состояния пары мелких доноров.

Для исследования доноров в AIN использовались методы высокочастотного электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) и двойного электронно-ядерного резонанса (ДЭЯР) на частоте 95 ГГц. Кристаллы AIN выращивались методом сублимации по методике, описанной в работе [1].

На Рис. 1(а) представлены спектры ЭПР, зарегистрированные в двух образцах, обозначенных как I (кривая 1) и II (2,3) при температуре 1.8 К после охлаждения от комнатной температуры в темноте (1,2) и после 10 мин облучения светом (3). Сигналы в магнитном поле 3.408 Т характеризуются слегка анизотропным *g*-фактором (1.9900 и 1.9894 для магнитного поля параллельного и перпендикулярного оси кристалла, соответственно) вследствие гексагональной структуры AlN и принадлежат мелким донорам (shallow donor - SD).

Видно, что после охлаждения в темноте в образце II наблюдался только слабый сигнал мелких доноров, тогда как после облучения светом с длиной волны короче 700 nm появлялся сильный сигнал мелких доноров. Этот индуцированный светом сигнал не изменялся при низкой температуре и после выключения света, однако исчезал после нагревания кристалла выше 200 К. В образце I облучение светом не приводило к увеличению сигнала мелких доноров.

Поскольку ЭПР сигнал не имеет разрешенной сверхтонкой структуры для его идентификации были проведены исследования методом высокочастотного ДЭЯР. На Рис. 1 (б) и (с) представлены сигналы на ядрах ²⁷Al (I = 5/2, обогащение 100 %), наблюдавшиеся по линии ЭПР мелких доноров (1) в образце I и по линия ЭПР (2,3) в образце II. Сигналы ДЭЯР были измерены в двух ориентациях магнитного поля по отношению к оси *с* кристалла с углами 54[°] и 90[°]. Зеемановская частота для ядра ²⁷Al указана стрелками. Для системы со спином S=1/2 взаимодействие с каждым ядром ²⁷Al приводит к двум линиям, расположенным симметрично относительно зеемановской частоты, с расстоянием между линиями, соответствующем константе сверхтонкого взаимодействия (без учета квадрупольного взаимодействия). Такие симметричные сигналы действительно наблюдались для "темнового" ЭПР спектра мелких доноров, однако симметрия полностью нарушалась для свето-индуцированного сигнала мелких доноров. Со стороны высоких частот

наблюдался ряд разрешенных линий, которые соответствуют сверхтонкому взаимодействию с ядрами ²⁷Al расположенными в различных координационных сферах, причем наибольшее взаимодействие с константой 9.05 МГц относится к ближайшей сфере. Эти сигналы ДЭЯР свидетельствуют о делокализованном характере волновой функции мелкого донора.

Несимметричный характер спектров свидетельствует о том, что это состояние не описывается спином S=1/2, а соответствует системе из двух взаимодействующих мелких доноров со спином S=1. Как показали релаксационные измерения, величина обменного взаимодействия в паре двух мелких доноров соответствует примерно 20 cm⁻¹. Таким образом установлено, что мелкие доноры, образующие обменно-связанные пары образуют *DX*-центры в соответствие с представленной выше реакцией. Проведенные расчеты наблюдавшейся сверхтонкой структуры показывают, что наиболее вероятной позицией примеси, образующей *DX*-центры является позиция азота, то есть кислород является наиболее вероятным кандидатом таких центров. В то же время наши эксперименты показывают, что имеются мелкие доноры, не подвергающиеся эффектам с образованием глубоких уровней (*DX*-центров) и весьма вероятно, что такой примесью является кремний.



Рис.1. Описание рисунков в тексте

Зависимость ширины линии в области зеемановской частоты ²⁷Al от ориентации кристалла обусловлена квадруполными взаимодействиями и позволила оценить градиент электрического поля на ядрах алюминия, который оказался примерно в 1.5 раз меньше, чем в кристалле ZnO. Работа поддержана программами РАН: Спинтроника, П-03 Квантовая макрофизика, Поддержка инноваций и разработок.

[1] B. M. Epelbaum et al., J. Cryst. Growth 265, 577 (2004).

SELF-COMPENSATION OF SHALLOW DONORS IN AIN: HIGH-FREQUENCY EPR AND ENDOR STUDIES

<u>P.G. Baranov</u>¹*, A.P. Bundakova¹, S.B. Orlinskii², J. Schmidt², M. Bickermann³, B.M. Epelbaum³, A. Winnacker³

 ¹Ioffe Physico-Technical Institute, 194021 St. Petersburg, Russia phone. +7(812)2927320, e-mail: pavel.baranov@mail.ioffe.ru;
²Huygens Laboratory, Leiden University, Leiden, The Netherlands;

³Department of Materials Science 6, University of Erlangen-Nuernberg, 91058 Erlangen, Germany

Two types of shallow, effective-mass-like donors have been observed in as-grown AlN crystals by EPR. The first type could be observed without illumination and is detected in a wide temperature range. The second type is only observed upon illumination with light at low temperatures and can be bleached after annealing at 200 K. The two types of shallow donors have similar EPR spectra and their shallow character is evident from the multitude of ²⁷Al ENDOR lines. The light-induced shallow donors correspond to coupled pairs with an exchange interaction of about 20 cm⁻¹ and with a lowest triplet state. These pairs are believed to show a negative correlation energy *U*. Their Coulombic center is most probably located at the N position. For this reason we propose that oxygen forms the core of this donor which undergoes *DX* formation.

АККУМУЛЯЦИОННЫЙ НАНОСЛОЙ УЛЬТРАТОНКИХ ИНТЕРФЕЙСОВ Cs, Ba/n-InGaN

<u>Г.В. Бенеманская^{1*}</u>, М.Н. Лапушкин¹, С.Н. Тимошнев^{1,2}, В.Н. Жмерик¹

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, 194021, С-Петербург, тел. +7(812)2927317, e-mail: <u>Galina.Benemanskaya@mail.ioffe.ru</u> ² АФТУ РАН, ул. Хлопина 8/3, 194021, С-Петербург,

Проведены исследования *in situ* электронных и фотоэмиссионных свойств ультратонких интерфейсов Cs, Ba/n–InGaN(0001) в условиях сверхвысокого вакуума P ~ 5×10⁻¹¹ Torr. Обнаружено формирование аккумуляционного слоя (AL) – 2D электронного канала на поверхности InGaN при адсорбции Cs или Ba. Найдено, что фотоэмиссия из AL возбуждается светом в области прозрачности InGaN. Установлено, что глубиной потенциальной ямы AL можно целенаправленно управлять. Показано, что потенциальная яма достаточно узкая и наблюдаются эффекты размерного квантования. Проведены расчеты и получены параметры AL. Определены работа выхода, поверхностный потенциал и сродство к электрону для Cs, Ba/InGaN при различных покрытиях.

Образец *n*-In_{0.1}Ga_{0.9}N (0001) толщиной 70 нм получен методом РА МВЕ на буферном слое GaN. Буферный слой нанесен на 2,5 мкм слой GaN, выращенный МОСVD на сапфировой подложке. Температура роста (T=630°C) позволяла избежать образования In-микрокапель. Данные АСМ свидетельствуют об атомарно-гладкой поверхности образца. Данные рентгеновского дифракционного анализа указывают на высокоупорядоченную структуру в слое InGaN. Ширина запрещенной зоны In_{0.1}Ga_{0.9}N (0001) соответствует 3.1 эВ, концентрация примесей ~ 5·10¹⁷ см⁻³

Аккумуляционный слой на свободной поверхности недавно был обнаружен для ряда узкозонных In содержащих полупроводников n- типа InAs, InSb, InN. Формирование AL может быть вызвано различными причинами, например, высокой плотностью дефектов на поверхности, а также может быть индуцировано извне за счет адсорбции атомов металлов. Для широкозонных полупроводников AL был впервые создан на поверхности n-GaN [1,2].

В работе использовался метод пороговой фотоэмиссионной спектроскопии при s-поляризованном возбуждении. Метод является уникальным инструментом для обнаружения и исследования AL, поскольку сканируется именно та область вблизи поверхности ~30 нм, которая приблизительно соответствует пространственным размерам потенциальной ямы AL. Природа фотоэмиссии полностью обусловлена возбуждением электронов AL без вклада электронов валентной зоны, поскольку возбуждение соответствует полосе прозрачности.



Рис.1. (а) – спектры фотоэмиссии из аккумуляционного слоя при различных Cs-покрытиях – 0.3ML(1), 0.4ML(2) и 0.7ML(3). Спектр фотоэмиссии (1) и рассчитанный матричный элемент фотоэмиссии (3) из аккумуляционного слоя при Ва покрытии 0.7ML (b)

На рис. 1а приведены спектры фотоэмиссии $I_S(h\nu)$ при различных Cs покрытиях. Фотоэмиссия с аномально большим квантовым выходом обнаружена в спектре в области прозрачности InGaN, что является прямым доказательством образования аккумуляционного нанослоя. Выполнены расчеты матричного элемента фотоэмиссии из AL для широкого интервала Cs и Ba покрытий. На рис. 1b показаны результаты расчета в случае Ba покрытия 0.7 ML. Исследованы различные стадии

формирования AL. Установлены значения работы выхода, поверхностного потенциала и сродства к электрону для интерфейсов Cs/InGaN и Ba/InGaN.

На рис. 2а схематически показан потенциал аккумуляционного нанослоя в случае 1ML Cs.



Рис.2 (а) – потенциал аккумуляционного слоя при 1ML цезия и уровень E₁ размерного квантования–справа; плотность состояний р(ху) 2D электронного газа в плоскости поверхности ху – слева. (b) – спектр фотоэмиссии из AL при 0.7ML цезия (1), и спектр отражения (2).

AL формируется у поверхности полупроводника при сильном изгибе зон, когда край зоны проводимости на поверхности оказывается ниже положения E_F. Как правило, пространственная ширина ямы соответствует наноразмерному диапазону и в потенциале происходит ограничение движения электронов по нормали z к поверхности, т.е. наблюдаются эффекты размерного квантования. Вдоль поверхности (ху) движение электронов не ограничено, и соответствующие компоненты энергии не квантуются. В нашем случае наблюдаются именно такие электронные состояния ρ(ху) двумерного газа.

В спектрах фотоэмиссии из аккумуляционного слоя обнаружена осцилляционная структура. На рис. 2 (b) приведены спектры фотоэмиссии и отражения света *in situ* для интерфейса Cs/n-InGaN при покрытии 0.7ML Cs. Показано, что природа осцилляций связана с интерференцией Фабри-Перо в плоско-параллельной пластине образца

Работа поддержана РФФИ, грант 07-02-00510а, Программой П-03 Президиума РАН, грант 2.10а и Фондом содействия отечественной науке.

G.V. Benemanskaya, G.E. Frank-Kamenetskaya, V.S. Vikhnin, N.M. Shmidt. APL 85 (2004) c.1365.
G.V. Benemanskaya, S.V. Ivanov, M.N. Lapushkin. Sol.St.Comm. 143 (2007) c. 476.

ACCUMULATION NANOLAYER OF ULTRATHIN Cs, Ba/n-InGaN INTERFACES

G.V. Benemanskaya^{1*}, *M.N. Lapushkin*¹, *C.N. Timoshnev*^{1,2}, *V.N. Jmerik* ¹ Ioffe Physico-Technical Institute of RAS. Politechnicheskaya str. 26, 194021, St.Petersburg, tel. +7(812)2927317, e-mail: <u>Galina.Benemanskaya@mail.ioffe.ru</u> ² APTU RAS, Chlopina str. 8/3, 194021, St.Petersburg.

Electronic and photoemission properties of the ultrathin Cs, Ba/ n-InGaN(0001) interfaces are studied *in* situ in a vacuum of 5×10^{-11} Torr. Formation of an 2D electron channel – accumulation nanolayer on the InGaN(0001) *n*-type surface is found to be via Cs or Ba adsorption in submonolayer coverage region. It is revealed that photoemission from the accumulation layer is observed by light excitation in the transparency region of InGaN. It is shown that potential well depth and electron density can be purposely controlled through changing Cs or Ba coverage. It is established that potential well is narrow and effect of dimensional quantization is essential. Calculations of photoemission matrix element are performed to obtain energy parameters of the accumulation layer. The work function, surface potential and electron of the accumulation layer and multiple-beam light Fabri-Perot interference in the parallel-sided sample.

ШУНТОВОЙ СПЛАВНОЙ ОМИЧЕСКИЙ КОНТАКТ К НИТРИДАМ ГАЛЛИЯ И АЛЛЮМИНИЯ

<u>Т.В. Бланк</u>*, Ю.А. Гольдберг, О.В. Константинов, Е. А. Поссе

Физико-Технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН. Политехническая, 26, 194021, Санкт-Петербург, тел. +7(812)2927304, e-mail: tblank@mail.ioffe.ru;

Несмотря на то, что широкозонным полупроводниковым нитридам: GaN, AlN, твердым растворам на их основе, последние годы уделяется большое внимание, создание омических контактов к ним представляет некоторые трудности. Ведь эти соединения имеют невысокую плотность поверхностных состояний, и уровень Ферми на поверхности полупроводника может менять свое положение в широких пределах в зависимости от работы выхода электронов из контактирующего металла. При непосредственном контакте этих полупроводников n-типа с металлами должен образовываться омический контакт в случае, если работа выхода электронов из металла Φ_m меньше, чем сродство к электрону полупроводника χ_s (χ_s =4,1 эВ для GaN, χ_s =0,6 эВ для AlN [1]).

В нашей работе [2] было сделано предположение, что вплавной In омический контакт к GaP, при создании которого происходит растворение полупроводника в металле, может создаваться за счет появления металлических шунтов, пронизывающих слой объемного заряда. Мы создали и изучили механизм протекания тока в омическом контакте, полученном вплавлением In в n-GaN с низкой концентрацией электронов в исходном материале, при создание которого происходит растворение тонкого (порядка микрона) слоя GaN в металле.

Исходным материалом был монокристаллический GaN, выращенный методом вакуумного осаждения металлорганических соединений (MOCVD) на подложках из сапфира толщиной 0,4 мм. Слои GaN имели толщину 4 мкм и ориентацию в направлении оси [0001]. Концентрация электронов в слое GaN была 5·10¹⁶ см⁻³, подвижность ~500 см²/В·с (300К). Плотность дислокаций P_d в кристаллах GaN, определенная методом химического травления, составила 10⁸ см⁻². В пластины GaN соосно вплавлялись капли In в потоке очищенного водорода при 600°С. Площадь контактов была ~10⁻⁴ см²; общая длина пластины составила 2 см. После вплавления и охлаждения до комнатной температуры измерялись вольт-амперные характеристики в интервале температур 77-420К между первым и всеми остальными контактами.

Все полученные структуры имели линейную вольт-амперную характеристику. Сопротивление контакта, приведенное к единице площади, R_c в интервале температур 180-400 К возрастало, что противоречит основным теориям протекания тока в омическом контакте: термоэлектронной, термополевой и полевой эмиссии, согласно которым, величина R_c должна либо уменьшаться с ростом температуры, либо оставаться постоянной. Возрастание сопротивления с ростом температуры характерно для металлов, и поэтому мы сделали предположение, что, как и в случае Іп вплавного контакта к GaP, образование омического контакта связано с металлическими шунтами, представляющими собой атомы индия, осажденные на несовершенства, например, по линиям дислокаций, проходящим сквозь слой объемного заряда. При этом омический контакт между краями шунтов и толщей полупроводника может создаваться за счет концентрации электрического поля в точках контакта.

Предположим, что радиус такого шунта близок к атомному радиусу In (0,16 нм), тогда его площадь поперечного сечения $\approx 8 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$. Длину шунта примем порядка ширины слоя объемного заряда *W*. Для определения величины *W* необходимо знать высоту барьера Шоттки φ_B между In и n-GaN. В литературе таких данных нет, но была определена высота барьера Шоттки для Ti-n-GaN; величина $q \varphi_B$ составила 0,59 зВ [3]. Поскольку работа выхода электронов из Ti (3,83-4,33 зВ) близка к работе выхода электронов из In (3,97 зВ), определим ширину слоя объемного заряда для $q \varphi_B = 0,6$ зВ. При нулевом смещении

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s \varepsilon_o}{qN_d} \left(V_d - \frac{kT}{q} \right)} \approx 10^{-5} \text{ cm}$$

(здесь $c_a=9,7$ – диэлектрическая проницаемость GaN, $c_a=8,85\cdot10^{-12}$ Ф/м – диэлектрическая проницаемость вакуума, $N_d=5\cdot10^{16}$ см⁻³ – концентрация нескомпенсированных доноров, $V_d \approx 0.5$ В – диффузионный потенциал).

Расчетное количество шунтов изменяется не сильно при изменении температуры (2·10⁷-7·10⁷). Расчетное приведенное сопротивление контакта совпадает с экспериментально наблюдаемым $(10^{-3} \ \Omega \cdot cm^2)$, если предположить, что на 1 см² площади контакта имеется 10^7 - 10^8 металлических шунтов. Эта величина близка к плотности дислокаций в исследованных кристаллах GaN (~ 10^8 см⁻²). Таким образом, можно предположить, что вплавной омический контакт In-GaN создается за счет образования металлических шунтов, представляющих собой атомы индия, осажденные на дислокациях полупроводника.

Для подтверждения нашего предположения об образовании омического контакта мы изготовили сплавной In омический контакт к полуизолирующему n-AlN. Использованный AlN создавался методом химического осаждения из металлоорганических соединений на подложках из сапфира и имел удельное сопротивление ≈10⁶ Ω·см. Омические контакты создавались вплавлением In при 650°C в среде водорода. Вольт-амперная характеристика такого сплавного контакта In-AlN была линейной, хотя контакт был высокоомным с сопротивлением порядка сопротивления толщи полупроводника.

- [1] Properties of Advanced Semiconductor Materials, ed. by M. Levinshtein, S. Rumyantsev, and M. Shur (New York, John Wiley and Sons, 2001).
- [2] Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, О.В. Константинов, В. Г. Никитин, Е. А. Поссе. ПЖТФ 2004, 30(19), с.17-24.

[3] J D Guo, M S Feng, R J Guo, F M Pan, C Y Chang, Appl. Phys. Lett., 1995, 67(3), 2657-2659

SCHUNT ALLOYED OHMIC CONTACT FOR GALLIUM AND ALUMINIUM NITRIDES

T.V.Blank*, Yu.A. Goldberg, O.V. Konstantinov, E. A. Posse

A.F. Ioffe Physico-Technical Institute of Russian Academy of Science. Polytechnicheskaja, 26, St.Peterburg, phone. +7(812)2927304, e-mail: tblank@mail.ioffe.ru;

There are some difficulties in ohmic contact fabrication to GaN and AlN because of the Fermi level in these materials don't pin at its surface, and the barrier height depends on the semiconductor affinity ($\chi_s=4,1$ eV for GaN, $\chi_s=0,62$ eV for AlN) and the metal work function ($\Phi_m=4,07$ eV). For ohmic contact, it is in need of $\Phi_m < \chi_s$. In despite of these we fabricated and researched In ohmic contacts to GaN and AlN.

In were alloyed in MOCVD GaN plates in H_2 atmosphere at 600°C. Resistances were measured over temperature interval 180-320K between two ohmic contacts.

We determined that in the temperature range 180-320 K the higher the temperature, the higher the resistance; these conforms to a metallic conductance type and doesn't correspond to the thermionic emission or tunnelling or thermal-field emission current flow mechanism.

We believe that the ohmic contact In-GaN is formed by conduction schunts appearing upon a deposition of In atoms on dislocations. The temperature dependence of the specific contact resistance was used to determine the number of schunts per 1 cm² of a contact area (10^7-10^8) , which is coincide to the measured dislocation density in the base material (10^8 cm^2) .

In were alloyed in MOCVD AlN plates in H_2 atmosphere at 650°C. The current-voltage characteristics were linear, and we believe that the ohmic current transport mechanism is metal shunts mechanism, too.

УРОВЕНЬ ЛОКАЛЬНОЙ ЗАРЯДОВОЙ НЕЙТРАЛЬНОСТИ В НИТРИДАХ А³N: BN, AlN, GaN, InN

<u>Брудный В.Н.</u>^{1*}, Кособуцкий А.В.², Колин Н.Г.³

¹ Томский государственный университет, 634050 Томск, Россия (brudnyi@mail.tsu.ru) ² Кемеровский государственный университет, 650043 Кемерово, Россия ³ Обнинский филиал ФГУП "НИФХИ им. Л.Я. Карпова", 249033 Обнинск, Россия

Уровень локальной зарядовой нейтральности (*CNL*) используется при оценке высоты барьера металл/полупроводник $F_{\rm bS}$, разрыва зон в гетеропарах $F_{\rm hp}$, положения "предельного" уровня Ферми $F_{\rm lim}$ в облученном полупроводнике, оценке положения уровня Ферми на поверхности кристалла $F_{\rm ss}$. В одномерном случае *CNL* отождествляется с точкой ветвления (*TB*) зонной структуры кристалла, а в трехмерном с энергией вблизи которой происходит смена донорно-акцепторного характера щелевых состояний полупроводника. Большое распространение получили модели, в которых *CNL* отождествляется $TB = \langle E_G \rangle / 2$, где $\langle E_G \rangle$ - усредненная по зоне Бриллюэна (*ZB*) энергетическая щель кристалла [1], либо с ближайшим непрямым энергетическим зазором $E_g^{\rm nd}/2$ [2]. Широкую известность при расчете *CNL* на межфазных границах получила модель, в которой *CNL* определяется как энергия, где достигается локальная электронейтральность в приповерхностном слое полупроводника, а плотность щелевых состояний при этом минимальна [3]

$G_0(E, CNL) = 0.$

При E = CNL парциальные вклады в усредненную по объему элементарной ячейки функцию Грина $G_0(E, CNL)$ от валентных зон $|G_V(E,CNL)|$ и от зон проводимости $|G_C(E,CNL)|$ равны. Другое выражение для расчета *CNL* было сформулировано на случай вычисления химпотенциала для электронной подсистемы из щелевых состояний кристалла [1]:

$\partial G_0(E, CNL)/\partial E = 0$

(2)

(3)

(1)

Здесь уравнение (2) выступает как условие электронейтральности на локальном щелевом центре, которое выполняется для положительных, связанных с валентной зоной и отрицательных, связанных с зоной проводимости, зарядов. При оценке разрывов зон в гетеропарах также используются уровни остовных состояний атомов кристалла или уровни переходных металлов, при этом результаты таких оценок практически не зависят от природы создаваемых глубоких состояний. Это позволяет отыскивать *CNL* как наиболее локализованное (наиболее глубокое) щелевое состояние в энергетическом интервале вблизи минимальной запрещенной зоны кристалла [4]:

$\partial^2 G_0(\vec{E}, CNL)/\partial E^2 = 0$

В данной работе при расчете энергии *CNL* в wz – (BN, AIN, GaN, InN) были использованы все рассмотренные модели, кроме (1). Основное внимание уделялось оценке электронных свойств нитридов, насыщенных собственными дефектами решетки за счет жесткого облучения.

Зонные спектры кристаллов wz - $A^{3}N$ были вычислены из первых принципов в рамках теории функционала плотности (DFT-GGA). Известно, что метод DFT- GGA занижает состояния зоны проводимости кристалла по сравнению с их экспериментальными значениями, что вызывает необходимость коррекции результатов расчетов путем сдвига расчетных зон проводимости до достижения экспериментального значения минимальной ширины энергетической щели E_g кристалла. В отличие от этого в настоящей работе была проведена коррекция расчетной величины $< E_G >$ кристалла, которая оценивалась в wz- $A^{3}N$ на основе выражения [5]

$\langle E_G \rangle \cong \{ E(\Gamma) + E(A) + 2E(K) + 2E(H) \} / 6.$ (4)

Здесь $E(\Gamma)$, E(A), E(K) и E(H) – энергетические зазоры в точках Γ , A, K, H ZB кристалла, соответственно. При этом величина сдвига зон Δ определяется как разность экспериментального $\langle E_G \rangle_{exp}$ и теоретического $\langle E_G \rangle_{theor}$ значений величины $\langle E_G \rangle$

$$\Delta = \langle E_{\rm G} \rangle_{exp} - \langle E_{\rm G} \rangle_{theor}.$$

(5)

В дальнейшем полученные таким образом зонные спектры использовались для расчета уровня *CNL* в нитридах wz-(BN, AlN, GaN, InN) в различных моделях (таблица).

Согласно расчетам уровень *CNL* расположен вблизи $E_g/2$ в BN и AlN, в верхней половине запрещенной зоны GaN и в области разрешенных энергий зоны проводимости InN. Из представленных данных следует, что BN и AlN при насыщении собственными дефектами решетки за счет воздействия высокоэнергетической радиации, должны приобретать *n*-тип проводимости, оставаясь высокоомными. При этом накопление радиационных дефектов в решетке InN приводим к формированию материала n^+ -типа проводимости, а в случае GaN - высокомного материала *n*-типа проводимости, в случае GaN - высокомного материала *n*-типа проводимости, в случае GaN и значениями InN и GaN, так и электронными характеристиками поверхности InN, величиной F_{bs} в GaN и значениями F_{bp} в AlN и

GaN (табл.). Поскольку устойчивость материала к воздействию высокоэнергетического облучения $\propto 1/|F_0 - CNL|$, здесь F_0 – исходное положение уровня Ферми в образце, то в соответствии с данными таблицы наибольшую устойчивость к жесткой радиации должны иметь высокоомные образцы BN, AlN и GaN, а также вырожденные образцы n^+ - InN.

Таблица. Значения CNL, рассчитанные с использованием спецточек общего типа (<E₆>gsp/2) и точек высокой симметрии ($\langle E_G \rangle^{ssp}/2$), в модели $E_g^{ind}/2$ и согласно выражениям (2) и (3) (Отсчет относительно потолка валентной зоны, эВ). $I_{ph}^{(1)}$ и *EA* – оценочные значения потенциала ионизации и электронного сродства.

п/п-к	$<\!\!E_{\rm G}\!\!>^{\rm gsp}\!/2$	$< E_G > ssp/2$	$E_{\rm g}^{\rm ind}/2$	CNL(2)	CNL(3)	$F_{\rm lim}, F_{\rm bS}, F_{\rm hp},$ $F_{\rm ss}$	${I_{\mathrm{ph}}}^{(1)}$	EA
BN	3.85	3.73	3.93(K)	3.35	4.01	-	8.47	1.24
AlN	3.51	3.33	3.40(<i>L</i> - <i>M</i>)	3.33	3.73	3.4 ^{d)}	8.16	1.91
GaN	2.64	2.47	2.83(<i>L</i> - <i>M</i>)	2.73	2.80	$2.66^{\text{ b)}}, 2.5^{\text{ c)}}$ $2.6^{\text{ d)}}$	7.39	3.88
InN	1.84	1.91	1.82(A)	1.65	1.63	1.6 ^{b)} 1.83 ^{e)} 1.64 ^{e)}	6.47	5.71

^b *F*_{lim} в облученном полупроводнике; ^c *F*_{bS} – высота барьера Pt/*n*-GaN; ^d *F*_{hp} – положение уровня Ферми, оцененное из измерений разрывов зон InN/GaN, InN/AIN; е F_{ss} – положение уровня Ферми на поверхности InN. (Значения Flim, FbS, Fhp, Fss взяты из работ, ссылки на которые имеются в [6]).

Результаты настоящих расчетов были также использованы при оценке значений первых потенциалов ионизации $I_{\rm ph}^{(1)}$ и величины электронного сродства *EA* в нитридах (таблица).

[1] V.N. Brudnyi, S.N. Grinyaev, V.E. Stepanov. Physica B 212, 429 (1995).

[2] J. Tersoff, Phys. Rev. B. 32(10), 6968 (1985).

[3] J. Tersoff. Phys. Rev. Lett. 52 (6), 465 (1984).

[4] V.N. Brudnyi, S.N. Grinyaev, N.G. Kolin. Physica B 348, 213 (2004).

[5] В.Н. Брудный, А.В. Кособуцкий, Н.Г. Колин. Известия вузов Физика (принята в печать, 2008).

[6] В.Н. Брудный, А.В. Кособуцкий, Н.Г. Колин. ФТТ (сдана в печать, 2008).

Работа выполнена при поддержке проекта МНТЦ № 3029 «Radiation Effects in Semiconductors III-Nitrides».

LOCAL CHARGE NEUTRALITY LEVEL IN NITRIDES A³N: BN, AIN, GaN, InN

<u>Brudnyi V.N.</u>^{1*}, Kosobutskii A.V.², Kolin N.G.³ ¹ Tomsk State University, 634050, Tomsk, Russia (brudnyi@mail.tsu.ru) ² Kemerovo State University, 650043 Kemerovo, Russia ³ Obninsk branch FSUI "Karpov Institute of Physical Chemistry ", 249033 Obninsk, Russia

On the basis of the density functional theory (DFT-GGA) and the special points method the electronic spectra and energy position of local charge neutrality level CNL in the wurtzite compounds BN, AlN, GaN and InN are calculated using the various heuristic models. It is shown, that with the growth of the cation atomic weight in wz-A³N compounds the displacement of CNL - level from position near the middle of the forbidden gap (FG) in BN and AlN into the upper half of FG in GaN and into the range of the conduction band in InN takes place, that determines the semi-insulating properties of BN and AlN, n-type of conductivity in GaN and n^+ -type conductivity in InN at the saturation of the crystal lattice of nitrides A³N with intrinsic defects upon the high energy particles irradiation.

ПОВЕРХНОСТНЫЕ СОСТОЯНИЯ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА n-InN – ЭЛЕКТРОЛИТ

А.А. Гуткин¹, М.Э. Рудинский¹, <u>П.Н. Брунков¹</u>, А.А. Клочихин^{1,2}, В.Ю. Давыдов¹, H.-Y. Chen³, S. Gwo³.

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Российская академия наук, Политехническая 26,

194021 Санкт-Петербург, Россия,

тел. +7(812)2979382, e-mail: brunkov@mail.ioffe.ru;

² Петербургский институт ядерной физики имени Б.П.Константинова, Российская академия наук,

188350 Санкт-Петербург, Россия;

³ Department of Physics, National Tsing-Hua University, Hsinchu 300, Taiwan, Republic of China;

Известно, что у свободной поверхности n-InN (0001) существует слой, аккумулирующий электроны, который возникает из-за положительного заряда поверхностных состояний донорного типа, фиксирующих уровень Ферми на поверхности InN на 0.89±0.10 эВ выше дна зоны проводимости [1,2]. В работе [3] было показано, что в системе электролит – n-InN также происходит образование аккумулирующего слоя из-за привязки положения уровня Ферми на поверхности раздела. В настоящей работе с целью определения спектра и плотности поверхностных состояний проведено исследование вольтемкостных характеристик системы n-InN – электролит. В электролите у поверхности полупроводника образуется слой Гельмгольца [4], который ведет себя как очень тонкий слой изолятора [5]. Поэтому путем приложения разности потенциалов между электролитом и полупроводником можно значительно изменять напряженность электрического поля в приповерхностном слое полупроводника подобно тому, как это делается в структурах металл – диэлектрик – полупроводник [6]. Дифференциальная емкость такой структуры будет определяться изменением полного заряда, находящегося в объеме аккумулирующего слоя и на поверхностных состояниях, из-за изменения энергетического положения квазиуровня Ферми на поверхности полупроводника и в аккумулирующем слое. Таким образом, зависимость этой емкости от напряжения смещения может быть использована для детектирования поверхностных состояний и определения их энергетического спектра.

Эпитаксиальные слои n-InN, ориентированные по плоскости (0001), были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке Si (111) с использованием двойного буферного слоя AIN/Si₃N₄ [7]. Концентрация электронов в слоях n-InN была на уровне 2.5*10¹⁸ см⁻³ подобно образцам, исследовавшимся в работе [8]. Для проведения измерений емкости контакта электролитполупроводник использовалась электролитическая ячейка установки электро-химического профилирования PN4200 (Polaron Equipment Ltd). Площадь контакта электролит-полупроводник определялась внутренним диаметром уплотнительного кольца и составляла 7.85*10⁻³ см². В качестве электролита в настоящей работе был выбран 0.01 – мольный раствор NaOH в деионизованной воде. Емкость измерялась при комнатной температуре на частоте 100 кГц с помощью измерителя полной проводимости LCR-819 (Good Will Instrument Co., Ltd). Амплитуда переменного напряжения составляла 10 мВ.

Экспериментальная зависимость емкости структуры (C) электролит – n-InN от напряжения обратного смещения (V_{rev}) показана на рис. 1. Она характеризуется существованием двух участков, на которых емкость практически не зависит от напряжения. Такое поведение может быть связано с тем, что при вариации напряжения в пределах этих участков основное изменение заряда в исследуемой структуре происходит не за счет изменения объемного заряда аккумулирующего слоя, которое сопровождается изменением его ширины, а за счет изменения заряда поверхностных состояний, энергетические уровни которых находятся вблизи или ниже уровня Ферми при нулевом напряжении смещения [9, 10]. Два участка квазипостоянства емкости в этом случае связаны с существованием двух различных по энергии массивов поверхностных состояний с высокой поверхностной плотностью и относительно узким распределением по энергии в каждом массиве.

Для определения энергетического спектра и плотности заполненных поверхностных состояний был проведен анализ экспериментальной зависимости C(V) на основе численного решения уравнения Пуссона [10]. Из сравнения модельных расчетов с экспериментальными вольтемкостными характеристиками (Puc.1) следует, что энергетический спектр поверхностных состояний в области энергий шириной около 1 эВ, простирающейся выше дна зоны проводимости InN, содержит две полосы, распределение состояний в которых может быть описано распределение Гаусса. Для первой полосы $E_1 = 0.15$ эВ (энергия отсчитывается от дна зоны проводимости), $\Delta E_1 \approx 0.15 \div 0.25$ эВ, для второй $E_2 \approx 0.77 \div 1$ эВ, $\Delta E_2 \approx 0.05 \div 0.1$ эВ. Полная



Рис.1. Вольтемкостные характеристики структуры электролит – n-InN : точки – эксперимент, линия – расчет.

плотность состояний в каждой полосе лежит в пределах $(1 \div 2.5)^* 10^{12}$ см⁻² и $(0.2 \div 1.5)^* 10^{12}$ см⁻², соответственно.

Обнаружение в указанном выше диапазоне энергий двух полос поверхностных состояний качественно согласуется с результатами теоретических расчетов спектров таких состояний для +с плоскости InN [11].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 06-02-17240 и 05-02-90569-HCC_а) с использованием оборудования регионального ЦКП «Материаловедение и диагностика в передовых технологиях».

- [1] T.D. Veal, et al, J.Vac. Sci. Technol. B22, 2175 (2004).
- [2] Leyla Colakerol, et al, Phys. Rev. Lett., 97, 237601 (2006).
- [3] J.W.L. Yim, et al, Phys. Rev. B76, 041303(R) (2007).
- [4] S.R. Morrison. Electrochemistry at Semiconductor and Oxidized Metal Electrodes. Plenum Press. New York and London. (1980), p. 389.
- [6] X. Wang, S.-B. Che, Y. Ishitani, and A. Yoshikawa, Appl. Phys. Lett. 91, 242111 (2007).
- [7] E.H.Nicollian, A.Goetzberger. Bell Syst. Techn. J. 46, 1055 (1967).
- [8] S. Gwo, et al, Appl. Phys. Lett. 84, 3765 (2004).
- [9] A.A. Klochikhin, et al, Phys. Stat. Sol. (RRL) 1, 159 (2007).
- [10] P.N. Brunkov, T. Benyattou, and G. Guillot, J. Appl. Phys. 80, 864 (1996).
- [11] П.Н.Брунков, *et al.* ФТП, **32**, 1229 (1998).
- [12] C.G. Van de Walle and D. Segev, J. Appl. Phys. 101, 081704 (2007).

SURFACE STATES ON THE n-InN – ELECTROLITE INTERFACE

A.A. Gutkin¹, M.E. Rudinsky¹, <u>P.N. Brunkov¹</u>, A. A. Klochikhin^{1,2},

V. Yu. Davydov¹, H.-Y. Chen³, S. Gwo³

¹ Ioffe Physico-Technical Institute RAS, 194021, St.Petersburg, Russia

phone. +7(812)2979382, e-mail: brunkov@mail.ioffe.ru;

² Nuclear Physics Institute RAS, 188350, St.Petersburg, Russia

³ Department of Physics, National Tsing-Hua University, Hsinchu 300, Taiwan, Republic of China;

The capacitance –voltage study of the n-InN – electrolyte structure showed the presence of two bands related with surface states lying ≈ 0.15 9B and ≈ 0.9 9B above the bottom of InN conduction band. The corresponding density of states was $(1 \div 2.5) \cdot 10^{12}$ and $(0.2 \div 1.5) \cdot 10^{12}$ cm⁻², respectively.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАВ В МОНОКРИСТАЛЛАХ НИТРИДА АЛЮМИНИЯ, ПОЛУЧЕННЫХ СУБЛИМАЦИОННЫМ МЕТОДОМ

<u>Т.Ю.Чемекова</u>^{1*}, **А.В.Сотников^{2,3}**, **Р.Кунце²**, **Х.Шмидт²**, **М.Вайнахт⁴**, **Е.Н.Мохов^{1,3}**, **Ю.Н. Макаров¹** 1 ООО «Нитридные кристаллы», пр. Энгельса, 27, 194156 Санкт-Петербург

тел.+7(812)7031397, e-mail: chemekova@n-crystals.fi.ru

² Институт Физики Твердого Тела и Исследования материалов, Helmholtzstr.20, D-01069Dresden

³ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, 194021,Санкт-Петербург ⁴ InnoXacs firm, Диппольдисвальде,Германия.

Нитрид алюминия AlN обладает гексагональной структурой типа вюрцита и вплоть до температуры плавления (> 2000⁰ C) не претерпевает фазовых переходов. Он демонстрирует весьма многообещающие пьезоэлектрические свойства. Предполагается, что пьезоэлектрические свойста AlN сохраняется вплоть до самых высоких температур (по крайней мере, до 1000⁰), что позволяет, в принципе, использовать материал для датчиков различных физических величин, работающих при высоких температурах.

Еще одной важной отличительной чертой AlN является высокая скорость поверхностных акустических волн (ПАВ), что принципиально важно для высокочастотных применений перспективных устройств на ПАВ, таких как резонаторы и фильтры. Физические свойства AIN исследовались в основном на образцах, представляющих собой тонкие пленки, нанесенные на различные подложки, и только в последнее время высококачественные монокристаллы AIN достаточно большого размера стали доступны для измерений. Мнокристаллы имеют существенные преимущества при исследовании свойств по сравнению с пленками, поскольку при измерениях монокристаллы исключается влияние подложки. кроме того. обладают большей воспроизводимостью физических характеристик.

В данном сообщении представлены первые (предварительные) результаты измерений скорости ПАВ, пьезоэлектрического коэффициента и диэлектрической проницаемости гексагональных монокристаллов AIN, выращенных в ООО «Нитридные кристаллы».

Выращивание объемных кристаллов AlN проводилось сублимационным методом в ростовой установке омического нагрева в атмосфере азота. Из-за низкой упругости паров и малой реакционной способности двухатомного азота с AlN процесс должен проводиться при больших температурах. Стабильный рост кристалла с плоским фронтом кристаллизации происходит при температуре на крышке тигля не меньше 2050 °C и градиенте температур 30°C/см. Скорость роста кристаллов 80-100 мкм/час. Для выращивания кристаллов использовались вольфрамовые тигли и вольфрамовая оснастка печи.

Кристаллы прозрачны в видимом свете и имеют окраску от янтарной до темно-коричневой в зависимости от ростовой температуры.

По данным плазменной масс-спектрометрии (GDMS) в кристалле содержание примесей по отношению к первичному источнику(коммерческому порошку AlN) снижается до десятков ppm, а кислород удаляется практически полностью.

Рентгеновская дифрактометрия и топография показала крупноблочную структуру (блоки >200нм) кристаллов с направлением роста (0001) и полуширинами кривых качания в ω-сканировании от 60 до 300 угловых секунд.

Для измерений использовались полированные диски (диаметром до 12 мм) и пластинки прямоугольной формы толщиной от 0.3 до 1 мм, ориентированные перпендикулярно оси С. Поверхностные упругие волны возбуждались бесконтактно с помощью импульсного лазера, прием сигнала осуществлялся за счет собственного пьезоэлектрического эффекта монокристалла. Погрешность измерения скорости ПАВ была не хуже 10³. Для измерений пьезоэлектрического коэффициента (методом резонанса-антирезонанса) и диэлектрической проницаемости использовались анализатор цепей НР 8753С и анализатор импедансов Solartron SI 1260. Проводилось измерение скорости ПАВ в пластинах С среза нитрида алюминия Образец: полированный диск диаметром примерно 12 мм, толщиной 1.2 мм. На рис.1. представлены результаты 4 измерений, из которых потом вычислялась дисперсионная зависимость скорости, аппроксимированная к нулевой частоте. Значение скорости на нулевой частоте V_{ПАВ} = 5747.37 м/с соответвует скорости ПАВ в материале. Это – большая величина, позволяющая, в принципе, повысить рабочую частоту перспективных приборов на ПАВ. Отметим еще раз, что сигнал снимался непосредственно с поверхности образца за счет собственного (сильного) пьезоэлектического эффекта монокристалла.

Для возможного применения монокристаллов в качестве датчиков в условиях высоких температур важно иметь температурные зависимости упругих постоянных. Данных по температурным зависимостям упругих констант в литературе в настоящее время нет. Мы получили температурную зависимость упругой постоянной С₃₃ в нитриде алюминия. Она носит линейный характер.



Рис.1. Дисперсионная зависимость скорости ПАВ в монокристаллах нитрида алюминия

Таким образом, в результате исследования измерена скорость ПАВ и ее дисперсия в пластинках (дисках) С-среза при комнатной температуре, определена величина пьезоэлектрического коэффициента е₃₃. Все измеренные кристаллы продемонстрировали отличные пьезоэлектрические свойства, сохраняющиеся вплоть до 500⁰ С.

Получена температурная зависимость упругой постоянной С₃₃, что весьма важно для использовании монокристаллов нитрида алюминия в качестве датчиков при высоких температурах.

INVESTIGATION OF SAW IN SUBLIMATION ALUMINUM NITRID MONOCRYSTALS

T.Yu. Chemekova¹*, A.V.Sotnikov^{2,3}, R.Kunze², H. Schmidt², M.Weihnacht, E.N. Mokhov^{1,3}, Yu.N. Makarov¹

¹. Nitride-Crystals Ltd, P.O. Box 13, 194156, St. Petersburg, Russia

phone.+7(812)7031397, e-mail: chemekova@n-crystals.fi.ru

²,Leibniz Institute for Solid State and Materials Reserch ,Helmholtzstr.20, D–01069Dresden, Germany ³ Ioffe Physico-Technical Institute of the RAS, ul.Polytechnical, 26, 194021,Saint-Petersburg

⁴ Inv Vers from Dimetal Commence

⁴InnoXacs firm, Dippoldiswalde, Germany

In the present work as a result of research measures speed of surface acoustic wave and its dispersion in plates (disks) C-cut at a room temperature, piezoelectric factor e_{33} was determine. All the measured crystals have shown the excellent piezoelectric properties kept down to 500° C Temperature dependence of elastic constant e_{33} has been received that is rather important for use of aluminium nitride single crystals as gauges at heats.

К РАСЧЕТУ ВЕЛИЧИНЫ СПОНТАННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРОНИЦАЕМОСТЕЙ III-N СОЕДИНЕНИЙ

С.Ю. Давыдов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, 194021, Санкт-Петербург, тел. +7(812)2927125, e-mail: Sergei.Davydov@mail.ioffe.ru.

Одними из наименее изученных характеристик соединений III-N являются значения их спонтанных поляризаций (СП), которые представляют интерес не только сами по себе (как физические характеристики нитридов), но играют также важную роль в формировании энергетических диаграмм гетероструктур, сформированных на их основе. Основной задачей настоящей работы как раз являются оценки СП для чисто гексагональной (2H) структуры. Для этого используется широко известный и хорошо зарекомендовавший себя метод связывающих орбиталей (МСО) Харрисона.

Работа начинается с расчета дипольного момента связи

$$\vec{p}_b = \gamma e \alpha_p \left(1 - (9/16) \alpha_m^2 \alpha_c^4 \right) \vec{d} ,$$

где е-заряд электрона, α_p , α_c и α_m - соответственно степени полярности, ковалентности и

металличности связи, $\gamma \sim 1$ -коэффициент, \vec{d} - вектор, равный длине связи и направленный от аниона N к катиону III. В 2H структуре четыре связи неэквивалентны: одна связь, направленная вдоль гексагональной оси *c*, вытянута по сравнению с тремя другими; углы между связями также отличаются от идеального тетраэдрического угла. В чисто кубической 3C структуре все четыре тетрагональные связи эквивалентны. Учитывая эти особенности, рассчитывается векторная сумма четырех значений \vec{p}_b и определяется значение СП путем деления этой суммы на объем элементарной ячейки. В принципе, на этом расчет СП можно было бы считать оконченным, если бы нам были известны заранее значения коэффициентов γ для нитридов. В теории Харрисона считается, что этот коэффициент включает все поправки к МСО (например, локальные поля и т.д.). Отметим, что без учета металличности α_m описание кристалла в рамках МСО сводится, по сути, к модели двухатомной молекулы, так как электрон локализован в пределах одной σ -связи sp³ орбиталей соседних атомов. Учет α_m делокализует электрон, позволяя ему перескакивать со связи на связь, путешествуя по всему кристаллу.

Для нахождения значений коэффициентов γ мы рассчитали значения высоко- и низкочастотных диэлектрических проницаемостей ε_{∞} и ε_0 соединений III-N на основании развитых нами ранее подходов [1,2]. Хотя данные различных авторов по диэлектрическим проницаемостям также имеют определенный разброс, они изучены несравненно лучше, чем СП. При этом мы полагали, что значения коэффициентов γ , как локальных поправок, одинаковы для чисто кубических (3C) и чисто гексагональных структур (2H). В данном случае для определения γ выбирали среднее арифметическое из двух рядов экспериментальных значений $\varepsilon_{\infty} = 4.84$, 5.29, 8.40 и 4.8, 5.8, 9.3 для AIN, GaN, InN, соответственно. Это дало $\gamma = 1.46$ (1.42), 1.59 (1.53) и 2.58 (2.19) для AIN, GaN и InN соответственно. Результаты вычислений представлены в табл. 1 и 2. Символы || и \perp в табл. 1 соответствуют направлениям вдоль и поперек оси *C*.

Сравнение полученных нами результатов для $\varepsilon_{\infty}(\|)$, $\varepsilon_{\infty}(\perp)$, $\varepsilon_0(\|)$ и $\varepsilon_0(\perp)$ с имеющимися экспериментальными и расчетными данными других авторов показывает, что для оптических диэлектрических проницаемостей согласие вполне удовлетворительное, тогда как полученные нами значения статических диэлектрических проницаемостей (за исключением случая InN) ниже данных других авторов.

Результаты наших расчетов СП, приведенные в табл. 2, в сопоставлениями с полученными численными методами в [3] значениями $|P_{sp}| = 8.1, 2.9$ и $3.2 \cdot 10^{-2}$ С/m² показывают хорошее согласие для AlN и GaN, но, по не ясным причинам, намного выше для InN.

Структура	Величина	AlN	GaN	InN
211	$\epsilon_{\infty}(\)$	4.81	5.57	8.83
2H	$\epsilon_0()$	7.04	8,52	18.44
	$\epsilon_{\infty}(\perp)$	4.75	4.51	8.77
	$\epsilon_0(\perp)$	6.99	8.43	18.40
20	ε _∞	4.82	5.55	8.84
30	ε	7.16	8.68	18.05

Таблица 1. Результаты расчета высоко- и низкочастотных (ε_{∞} и ε_{0}) при $\alpha_{m} = 0$.

Таблица 2. Вычисленные значения СП P_{sp} (в ед. 10^{-2} C/m²).

Металличность	Величина	AlN	GaN	InN
$\alpha_m \neq 0$	$ P_{sp} $	7.33	2.94	7.66
$\alpha_m = 0$	$ P_{sp} $	8.70	3.73	7.93

Подводя итог, следует отметить, что весьма простой способ оценки СП и диэлектрических характеристик нитридов, основанный на МСО, дает, в сущности, такие же результаты, что и сложные расчеты из первых принципов.

Автор признателен С.Ю. Карпову за интерес к работе. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (N 07-02-00919а) и целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы Российской Федерации», проект 2.1.2. 1716К.

[1] С.Ю. Давыдов. ФТП, 36, 45 (2002).

[2] С.Ю. Давыдов. ФТТ, 48, 1748 (2006).

[3] F. Bernardini, V. Fiorentini, D. Vanderbilt. Phys. Rev. B, 56, R10024 (1997).

TO THE CALCULATION OF THE SPONTANEOUS POLARIZATIONS AND DIELECTRIC SUSCEPTIBILITIES OF 111-N COMPOUNDS

S.Yu. Davydov

Ioffe Physical Technical Institute, RAS, Politekhnicheskaya str, 26, 194021, Saint-Petersburg, phone. +7(812)2927125, e-mail: Sergei.Davydov@mail.ioffe.ru;

In spite of the fact that much attention has been paid in recent years to the experimental and theoretical studies of the spontaneous polarization (SP) and its role in the heterostructure energy diagram formation, this characteristic for the III-nitrides still remains under question. In this report SP and dielectric susceptibilities (both high- and low frequencies) have been calculated using Harrison's bond orbital model (BOM). The comparison of our results with the numerical calculations of the other authors shows quite satisfactory agreement for AIN and GaN. For InN this agreement is slightly poorer. Thus, it can be concluded that the semiempirical BOM approach gives the same order and accuracy results as the *ab initio* numerical methods.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ InN:Mg

<u>В.Ю. Давыдов¹</u>*, М.Б. Смирнов², Ю.Э. Китаев¹, А.А. Клочихин¹, А.Н.Смирнов¹, И.Н.Гончарук¹, William J. Schaff³, S.Gwo⁴.

¹ Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Россия

* тел. +7(812)2927911, e-mail: valery.davydov@mail.ioffe.ru

² Институт физики им. В.А.Фока, СПбГУ, 198504, Санкт-Петербург, Россия

³ Department of Electrical and Computer Engineering, Cornell University, Ithaca, New York 14853, USA

⁴ Department of Physics, National Tsing-Hua University, Hsinchu 300, Taiwan, Republic of China

Методом раман-спектроскопии выполнено исследование динамики кристаллической решетки Мg-легированных слоев InN, перспективных для получения проводимости дырочного типа. Образцы были выращены в Корнельском Университете (США) и Национальном Университете Цинг-Хуа (Тайвань) методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на подложках Si(111), сапфира (0001) и сапфира (10-12). Концентрация Mg в слоях InN определялась методом вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС) и находилась в диапазоне N_{Mg}=3.3·10¹⁹–5.5·10²¹ см⁻³.

Обнаружено, что основной особенностью спектров InN:Mg является рост интенсивности линии LO-фонона с увеличением содержания Mg. Этот эффект был объяснен нарушением закона сохранения волнового вектора вследствие рассеяния электрон-дырочных пар на примесях Mg. Показано, что нормализованная интегральная интенсивность линии LO-фонона хорошо коррелирует с концентрацией Mg, оцененной из данных ВИМС, и рамановские спектры являются идентичными для образцов, выращенных на разных подложках, но имеющих одинаковое содержание Mg. Выявленная зависимость может быть использована для количественной оценки содержания Mg в образцах InN:Mg (Puc.1a).

Впервые в рамановских спектрах образцов InN:Mg обнаружены две высокочастотные колебательные моды на частотах 2193 и 2228 см⁻¹, интенсивность которых зависит от содержания Mg в образцах. Установлено, что эти моды не имеют резонансного поведения при изменении энергии возбуждения в широких пределах и не демонстрируют активационного типа поведения в ходе температурных измерений рамановских спектров в диапазоне 7 – 450 К. Найдено, что легирование Mg приводит также к появлению в рамановских спектрах слабых линий на частотах 293, 313, 565, и 622 см⁻¹.

С целью установления микроскопической природы новых линий обнаруженных в рамановских спектрах образцов InN:Mg, в рамках кластерного приближения были проведены расчеты динамики кристаллической решетки и рамановского спектра гексагонального InN при наличии замещающих примесей или вакансий катионов/анионов. Были исследованы колебательные состояния бесконечной решетки с суперячейкой, содержащей 3х3х2 ячеек InN вюрцитной модификации. Один из атомов In в суперячейке был заменен атомом Mg. Параметры модели для нарушенной кристаллической решетки InN были определены в наших ранних исследованиях нелегированного InN [1]. Анизотропия кристаллической решетки учитывалась путем использования разных силовых постоянных для связей In-N, направленных вдоль и поперек гексагональной оси. Эффективный заряд атома Mg выбирался равным заряду атома In, а силовые постоянные связей Mg-N были связаны с силовыми постоянными для In-N соотношением K(Mg-N)=qK(In-N). Масштабный фактор q определялся из сравнения рассчитанных и экспериментальных спектров. Были оценены энергтические значения локальных колебательных мод и выполнено сравнение расчетных и экспериментальных данных.

С использованием метода локальной группы был выполнен теоретико-групповой анализ симметрии фононных состояний в кристаллах InN с точечными дефектами атомного типа (примеси замещения, вакансии, межузельные атомы) и молекулярного типа (примесные молекулы, комплексы атом-вакансия/вакансия-вакансия). Результаты теоретико-группового анализа совместно с оценками энергетических значений локальных колебательных мод, полученных в рамках кластерного приближения, позволили установить микроскопическую природу новых колебательных мод, наблюдаемых в рамановских спектрах образцов InN:Mg. Две высокочастотные колебательные моды на частотах 2193 и 2228 см⁻¹, обладающие чрезвычайно большой интенсивностью в спектрах, должны быть приписаны локальным колебательным модам Mg–H в примесных комплексах, сформированных на основе Mg, находящегося в межузельном положении в кристаллической решетке InN:Mg (Puc.1b). Наблюдаемые в спектрах INN:Mg слабые линии на частотах 293, 313, 565, и 622 см⁻¹ предположительно могут быть интерпретированы как локальные колебания InN с анионными или катионными вакансиями.



Рис.1. (а) Интегральная интенсивность LO-фонона InN:Mg нормализованная на интенсивность фонона симметрии E₂(high) в зависимости от количества Mg: символы – экспериментальные данные, линия – теоретический расчет количества примесей с неперекрывающимися потенциальными ямами; (b) Схематическое представление расположения комплексов Mg-H в InN:Mg.

Таким образом, анализ спектроскопических данных позволяет сделать важный практический вывод, а именно: в исследованных образцах InN:Mg подавляющая часть Mg соединена с водородом и находится в межузельных положениях, и следовательно, не является акцептором.

В данной работе впервые выполнены систематические экспериментальные и теоретические исследования кристаллической решетки слоев InN:Mg в широком диапазоне концентраций Mg. Получена информация о микроскопической природе дефектов, формирующихся в InN при легировании Mg. Поскольку проблема получения InN с дырочным типом проводимости все еще не решена, новая информация может быть полезной в поиске путей решения этой проблемы. Показано, что рамановская спектроскопия является перспективным методом диагностики слоев InN, легированных Mg.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 06-02-17240а и 05-02-90569-НСС_а) и программ РАН "Квантовые наноструктуры" и "Новые материалы и структуры".

[1] V.Yu. Davydov, V.V. Emtsev, I.N. Goncharuk, A.N. Smirnov et al. Appl. Phys. Lett. 75, 3297 (1999).

STUDIES OF LATTICE DYNAMICS OF InN:Mg

<u>V.Yu. Davydov</u>¹, M. B. Smirnov², Yu.E. Kitaev¹, A.A. Klochikhin¹, A.N. Smirnov¹, I.N. Goncharuk¹, William J. Schaff³, S. Gwo⁴

¹ Ioffe Physico-Technical Institute, 194021, St. Petersburg, Russia

тел. +7(812)2927911, e-mail: valery.davydov@mail.ioffe.ru

² Fock Institute of Physics, Saint-Petersburg State University, 198504, St.Petersburg, Russia

³ Department of Electrical and Computer Engineering, Cornell University, Ithaca, New York 14853, USA

⁴ Department of Physics, National Tsing-Hua University, Hsinchu 300, Taiwan, Republic of China

Lattice dynamics of Mg-doped hexagonal InN promising for p-type conduction has been studied both experimentally and theoretically. Systematic studies of Mg-doped InN films with the Mg content ranging from N_{Mg} =3.3·10¹⁹ to 5.5·10²¹ cm⁻³ have been performed by Raman spectroscopy. Lattice dynamics of hexagonal InN with substitutional impurities and vacancies has been theoretically studied in the framework of the cluster approach, and the energy positions of local vibrational modes have been calculated and compared with experimental data. The phonon symmetry in InN crystals with atomic and molecular defects was studied using the site symmetry method and the site symmetry and structure of the defect complexes was established. It has been concluded that the Raman spectroscopy is a good tool for the quantitative characterization of Mg-doped InN.

ФОРМА ПОЛОСЫ ИЗЛУЧЕНИЯ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ ДИОДОВ (СИД) С ОДИНОЧНОЙ КВАНТОВОЙ ЯМОЙ (КЯ) IngaN/Gan МЕЖДУ ЛЕГИРОВАННЫМИ БАРЬЕРАМИ

<u>Д.С. Доманевский^{1*}</u>, Б.Г Арнаудов², Д.С. Бобученко¹, Ю.В Трофимов³, Р.Д. Каканаков⁴

¹Белорусский национальный технический университет, Проспект Независимости, 65, 220013, г. Минск, Беларусь, Тел: +375 017 2927239, e-mail: etf@bntu.by;
²Faculty of Physics, Sofia University, J. Bourchier Blvd, 5, 1164 Sofia, Bulgaria;
³ГНУ Институт физики НАН Б, Логойский тракт, 22, 220090, г. Минск, Беларусь;
⁴Institute of Applied Physics, Sankt Petersburg Blvd, 59, 4000 Plovdiv, Bulgaria.

Исследования формы спектров излучения СИД с КЯ, заключенными между барьерами, проводились в работах [1-3]. Они показали, сильнолегированными что низкоэнергетический фронт содержит вблизи максимума интенсивности «квадратичный», а ниже экспоненциальный участок, простирающийся вплоть до хвостов типа Урбаха [4]. Такие зависимости характерны также для объёмных GaN и AlGaN [3, 6]. Их связывают с влиянием неоднородностей в плоскости КЯ, вызывающих образование хвостов плотности состояний и «трехмерности» излучающего объекта. проявление некоторой Интерпретация хвостов экспоненциальным или Урбаховским приближением, подобно дифференциальной методике спектров поглощения, позволяет хорошо описывать эксперимент. Однако учет особенностей взаимодействия примесей и дефектов структуры в реальных полупроводниках показывает [5], что убывающая экспонента свойственна более глубоким состояниям хвоста. В спектрах люминесценции СИД таким состояниям, на наш взгляд, соответствует участок "квадратичной" (и несколько ниже ее) интенсивности. В указанной области основное влияние оказывают неглубокие флуктуации, которые носят случайный характер и которые должны удовлетворять гауссовскому распределению. Моделирование таких хвостов в КЯ сделано в [7-9] и применено в [7] для спектров излучения КЯ GaN/AlGaN при низком уровне возбуждения. В настоящей работе мы применим тот же подход к случаю более высокого уровня возбуждения импульсами тока в 200 мА (рис.1).

Известно, что легированные барьеры являются источниками носителей заряда в КЯ, благодаря которым в ней формируется двумерный газ вырожденных электронов высокой плотности. Примесные атомы ионизируются и создают случайный примесный потенциал, который можно характеризовать среднеквадратичным значением:

$$G = 2\sqrt{\pi} \frac{e^2}{4\pi\varepsilon\varepsilon_o r_s} \left(Nr_s^3\right)^{1/2} \quad (1)$$

Здесь *N* - полная концентрация ионизированных примесей в барьере, а *r_s* - радиус экранирования Томаса-Ферми. Примесный потенциал имеет большую амплитуду, но в КЯ проникает лишь его часть вблизи интерфейса, приводя в результате к изменению потенциальной ширины КЯ. Следует отметить, что этот эффект намного сильнее эффекта флуктуаций структурной ширины КЯ, который дает мелкий, в несколько мэВ, цилиндрический рельеф дна КЯ также





Рис. 1. Спектры люминесценции зеленых СИД из работы [3]

Рис. 2. Ступенчатая (1), гауссовская (2) плотности состояний в КЯ, функция Ферми-Дирака (3)

гауссовского характера. В результате, локальное положение наинизшего уровня КЯ будет изменяться за счет флуктуаций потенциальной энергии КЯ вплоть до квазиуровня Ферми. Наоборот, потенциал для дырок неэкранирован ($r_s > a_{Bh}$) и они будут классически локализованы в узком интервале рельефа потенциала вблизи потолка валентной зоны КЯ, точнее выше на величину примерно равную G от локального уровня дырок [5, 6]. Таким образом, распределение дырок не будет влиять существенно на спектр излучения и им можно пренебречь [6], так что форма спектра будет определяться, главным образом, распределением электронов по энергиям в плотности состояний КЯ.

Для моделирования спектра излучения необходимо рассчитать усредненную по плоскости КЯ плотность состояний электронов g_n.

$$g_n\left(\frac{E_n}{G}\right) = \int_{-\infty}^{E_n/G} \exp\left(-y\right)^2 g_s\left(\frac{E_n}{G} - y\right) dy = 1 + erf\left(\frac{E_n}{G}\right)$$
(2)

Здесь g_s - ступенчатая плотность основного ограничивающего уровня в КЯ, а E_n - энергия электронов выше этого уровня. Как видно из рис. 2, кривая 2 и рис. 1 (пунктир). Усредненная плотность хорошо воспроизводит весь низкоэнергетический фронт спектра. Для полноты на рис. 2 приведена и функция Ферми-Дирака для электронов – кривая 3. В целом обе кривые (2 и 3) при применении золотого правила Ферми, дают искомую форму спектра.

Для получения совпадения энергетического положения спектра с экспериментом необходимо варьировать эффективную ширину запрещенной зоны, в которую входят значения запрещенной зоны твердого раствора InGaN, энергии основных уровней для электронов и дырок в КЯ, величина ренормализации для найденного значения G.

Приведен способ моделирования формы и положения полосы люминесценции СИД с КЯ InGaN/GaN с легированными барьерами, в котором учитывается основной вклад гауссовских флуктуаций примесного потенциала, проникающих в КЯ и модулирующих положение основного уровня электронов КЯ. Получено хорошее совпадение экспериментальных и теоретических спектров.

[1] S. Nakamura, T. Mukai, M. Senor, J. Appl. Phys., 76, 8194 (1994).

[2] К.Г. Золина, В.Е. Кудряшов, А.Н. Туркин, А.Э. Юнович, ФТП, 31, 1055 (1997).

[3] Б.Г. Арнаудов, В.А. Вилькоцкий, Д.С. Доманевский и др., Сб. статей 6-й Белорусско-Российский семинар "Полупроводниковые лазеры и системы на их основе" (Минск, 2007), с.133.

[4] М.А. Якобсон, Д.К. Нельсон, О.В. Константинов, А.В. Матвеенцев, ФТП, 39, 1459 (2005).

[5] Б.И. Шкловский, А.А. Эфрос, Электронные свойства легированных полупроводников. М. Наука, 1979, гл. 12.

[6] B. Arnaudov, P.P. Paskov, H. Haratiadeh, P.O. Holtz et al., Phys. Stat. Sol. (c), 3, 1888 (2006).

[7] B. Arnaudov, P.P. Paskov, H. Haratiadeh, P.O. Holtz et al., (Unpublished).

[8] J. Christen, D. Bimberg, Phys. Rev. B, 42, 7213 (1990).

[9] V.I. Litvinov, J. Appl. Phys., 88, 5814 (2000).

THE LINESHAPE OF LIGHT EMITTING DIODES WITH SINGLE InGaN/GaN QUANTUM WELL WITH HIGHLY DOPED BARRIERS

D.S. Domanevskii^{1*}, B. G. Arnaudov², D.S. Bobuchenko¹, U.V. Trophimov³, R.D. Kakanakov⁴

¹Belarusssian National Technical University, Independence Ave., 65, 220013 Minsk, Belarus, Tel: +375 017 2927239, e-mail: etf@bntu.by;

²Faculty of Physics, Sofia University, J.Bourchier Blvd, 5, 1164 Sofia, Bulgaria; ³SSO Institute of Physics NAS B, Logoickii tract, 22, 220090, Minsk, Belarus;

⁴Institute of Applied Physics, Sankt Petersburg Blvd, 59, 4000 Plovdiv, Bulgaria.

The lineshape of light emitting diodes with InGaN/GaN quantum well with highly doped barriers are investigated accounting for the influence of the random impurity potential penetrating from the doped barriers. We show that the in-plane averaged 2D density of states by Gaussian probability function describes very well the emission lineshape in frames of free-to-bound mechanism of recombination of degenerated 2D electrons.

ОПТИЧЕСКИЕ, ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ОСНОЕ GaN, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДАМИ МОСVD и МВЕ

<u>К.Л. Енишерлова</u>, И. Б. Гуляев, Э.М. Темпер, Т.Ф. Русак, Н.Н. Гладышева

ФГУП НПП «Пульсар», 105187 Москва, Окружной проезд 27, e-mail: pulsar@dol.ru

Анализировались различные модификации гетероструктур Al_xGa_(1-x)N/GaN с активным Al_xGa_(1-x)N слоем п-типа проводимости. Слои формировались эпитаксией на подложках из монокристаллического лейкосапфира (α -Al₂O₃) с ориентацией рабочих поверхностей (0001) и из 6H- SiC (0001), а также на поверхности высокоомного кремния с ориентацией (111). Двух- и четырехслойные структуры со слаболегированным слоем GaN разной толщины в качестве буфера выращивались методом MOCVD (ЗАО «Элма-Малахит») с мольным содержанием алюминия в рабочих слоях AlGaN от 0,1 до 0,33. Несколько структур выращивались методом MBE с многослойным буфером, куда входили и слои AlGaN с изменяющимся процентным содержанием алюминия, а в качестве первого слоя, граничного с сапфировой подложкой, выступал слой AlN разной толщины (ЗАО «Светлана-Рост»).

Использовались следующие неразрушающие методы исследования: оптическая микроскопия в режиме интерференционного контраста, рентгеновская дифрактометрия, ИК-спектроскопия - снимались спектры отражения в диапазоне длин волн 2-25 мкм; для оценки электрических параметров применялся метод измерения вольт-фарадных характеристик (ВФХ) с ртутным зондом, причем измерения проводились на 3-х частотах 1 мГц, 10 кГц, 1кГц.

Структуру эпитаксиальных слоев, выращенных методом MOCVD на сапфировых подложках, формирует большое количество сравнительно четко ограненных блоков размером ~ 20 мкм, для структур, полученных методами МПЭ, характерны более гладкие поверхности с размерами блоков 1-2 мкм. У пленок, выращенных методом MOCVD на подложках из 6H-SiC, блочность практически отсутствует, но на отдельных участках наблюдалось скопление характерных дефектов в виде длинных (10-20 мкм) черных включений с хорошо фиксируемыми розетками напряжений вокруг них (рис 1) – предположительно углеродных включений. На большей части поверхности структуры, выращенной на подложке из высокоомного Si (111), зафиксирована высокая плотность линий скольжения, которые пронизывают только эпитаксиальные слои (рис.2).

На рентгеновских дифракционных кривых, снятых со структур, выращенных на подложках из α -Al₂O₃, виден помимо пиков, совпадающих с пиками от сапфировой подложки, только один отчетливый пик вокруг угла $2\theta = 34,884^{\circ}$, соответствующий межплоскостному расстоянию d=2,56988А и пл. (0002) вюртцитной (гексагональной) формы GaN. (рис.3, кривая 1). Большая полуширина пиков (240-400") свидетельствует о мелкоблочной структуре пленок, что подтверждает результаты оптических исследований. На пленках, выращенных на 6H-SiC, наблюдаются два высоких пика, которые могут быть отнесены непосредственно к пленке - все остальные пики совпадают с пиками от подложки (рис.3, кривая 2). Это пики на углах: $2\theta = 45,513^{\circ}$ (d=1,9749A) и $2\theta = 21,3^{\circ}$ (d=4,1297A), что, по нашему мнению, свидетельствует о том, что решетка слоя GaN включает как гексагональную, так и кубическую фазу. Дифракционные кривые, снятые с пленок, выращенных на кремнии, свидетельствуют также о политипизме пленок и большой неоднородности этих пленок по поверхности структур.

При исследовании методом ИК-спектрометрии у пленок, выращенных методом МОСVD на подложках из α -Al₂O₃ и 6H-SiC с буферным слоем GaN толщиной 2-3 мкм, наблюдался пик отражения при 740 см⁻¹, что соответствует, по нашему мнению, отражению, связанному со слоем GaN. Отражение, связанное с этим пиком, не наблюдалось для структур, выращенных методом MBE с буферным слоем AlN и градиентным слоем AlGaN разной толщины. На этих структурах наблюдался набор пиков в области ~ 630-660 см⁻¹, при этом, так как исследовались пленки с различным градиентным составом, интенсивность различных пиков была разная.

В предыдущих работах было показано, что все ВЧ ВФХ структуры Al_xGa_(1-x)N/GaN имеют характерный вид C-V-кривых в виде «ступеньки» со значениями C_{max} и C_{min} , как правило, не зависящими от смещения. Для структур, выращенных методом MOCVD, значение емкости C_{min} при высокочастотных измерениях близко к нулевым значениям, но все структуры, выращенные методом MBE, имеют $C_{min} > 1$ пФ. Это означает, что у таких структур помимо проводящего слоя двумерного электронного газа (2DEG) есть еще один проводящий слой, расположенный в буфере GaN. Это было подтверждено ранее экспериментально при последовательном удалении субмикронных слоев и поэтапном снятии ВЧ C-V-характеристик структур, у которых $C_{мин} > 1$ пФ. Наличие проводящего слоя в буфере должно приводить при формировании приборов к большим токам утечки, что подтверждают результаты измерения параметров транзисторов, изготавливаемых на структурах такого рода. Для некоторых структур характерен гистерезис, когда величина напряжения, при котором происходит падение емкости от C_{max} и C_{min} (U₀), меняется при снятии зависимостей C-V в прямом и обратном направлении; высказаны предположения, с чем может быть связан эффект гистерезиса. На структурах, выращенных MBE на 6H-SiC подложках, как правило, при BЧ и низкочастотных C-V измерениях наблюдается характерный перегиб плато C_{max} . Для гетероструктуры, выращенной на кремниевой подложке, характерна крайняя неоднородность электрических параметров по диаметру пластин; установлено соответствие между плотностью линий скольжения в пленках, выращенных на кремниевой подложке, и величиной C_{max} . при BЧ ВФХ-измерениях.





Рис.1.Черное включение, пронизывающее слой GaN

Рис.2. Линии скольжения в центре гетеростроуктуры, вырвщенной на подложке Si.



Рис.3. Рентгеновские дифракционные кривые для гетероструктур с буферным слоем GaN, выращенных на подложках: 1-6H SiC; $2-\alpha$ Al₂O₃

OPTCAL, ELECTRICAL PROPERTIES AND STRUCTURAL FEATURES OF AIGaN\GaN HETEROSTRUCTURES GROWN BY MOCVD AND MLE METHODS

K.Enisherlova, I.B.Gulyaev, E.M.Temper, T.F.Rusak, N.B.Gladisheva

FSUE SPE "Pulsar", Moscow, Russia, pulsar@dol.ru, 105187 Moscow Okrujnoy proesd 27

AlGaN\GaN heterostructures grown by MOCVD method on sapphire and 6H SiC (0001) substrates as well as heterostructures grown by MBE method with multi-layer buffer on sapphire and silicon substrates were investigated. Optical microscope with Nomarsci -contrast investigation allowed to discover the blocks about 20 μ m in the MOCVD grown structures and 1-2 μ in MBI grown structures. Blocks practically were absent in the grown on 6HSiC substrates heterostructures, but there was revealed presence of the local long defects with elastic stress field around. The high density of sliding lines was character for the grown on the silicon substrates heterostructures. X-ray investigations confirmed the presence of the small blocks formations in the most of heterostructures. X-ray diffraction curves for the grown on silicon heterostructures testified to the politype structure probably. The reflective spectrums in IR-range showed that all investigating structures grown by MBE method had the conducting layer in buffer layer and heterostructure grown on silicon had the great scattering of electrical parameters.

ЭЛЕКТРОННЫЕ СОСТОЯНИЯ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛОТНОГО МАССИВА КВАНТОВЫХ ТОЧЕК w-GaN/AIN (0001)

<u>С.Н.Гриняев</u>¹*, Г.Ф.Караваев², К.С.Журавлев³, П.Тронк⁴

¹Томский политехнический университет. Ул.Ленина 30, 634050, Томск, e-mail: <u>gsn@phys.tsu.ru;</u> ²Томский государственный университет. Ул.Ленина 36, 634050, Томск,

³Институт физики полупроводников СО РАН. Пр. Лаврентьева 13, 630090, Новосибирск,

⁴Laboratorire d'Optique Physique, Ecole Superieure de Physique et Chimie Industrielles. 10 rue Vauquelin, 75005 Paris, France,

Самоорганизующиеся массивы квантовых точек (КТ) w-GaN/AlN(0001) представляют интерес для создания светодиодов видимой и ультрафиолетовой области спектра, фотоприемников среднего и ближнего инфракрасного диапазона. Большие значения эффективных масс и разрывов зон обеспечивают трехмерную локализацию электронных состояний при очень высокой плотности КТ (>10¹² см⁻²), что уменьшает токи утечки, увеличивает квантовую эффективность и рабочую температуру детектора. В работе приведены результаты исследования электронных состояний периодического массива КТ, дана интерпретация спектра поглощения КТ n- типа GaN/AIN [1].

Рассмотрен плотный массив пирамидальных КТ GaN, расположенных в матрице AlN в узлах гексагональной решетки, векторы которой расширены по сравнению с базисными векторами в 8 раз в плоскости (x,y) и в 4 раза в направлении гексагональной оси (z). Высота усеченной пирамиды равна двум постоянным решетки вдоль гексагональной оси h = 2c. Пространственная группа симметрии сверхрешетки из КТ - C_{3v}^{1} , пирамиды имеют симметрию точечной группы C_{3v} .

Электронный спектр рассчитывался методом псевдопотенциала [2]. Зонный спектр GaN, AlN согласуется с ab-initio расчетом [3]. В зоне проводимости GaN и AlN следующей за Γ_{1c} долиной является долина на линии U, состояния которой происходят из сфалеритных X состояний. В AlN разница между энергиями экстремумов Γ_{1c} и U_c составляет 0.45 eV, в GaN - 1.82 eV. Разрывы зон на границе GaN/AlN согласуются с [4]. КТ выступают квантовыми ямами для электронов Γ_{1c} , Γ_{3c} U_c долин, для легких и тяжелых дырок Γ_{1v} , Γ_{6v} долин.



Рис.1. Электростатический потенциал вдоль гексагональной оси, сплошная линия – потенциал спонтанной поляризации, пунктирная линия – пьезоэлектрический потенциал, серая линия – суммарный потенциал, дну KT отвечает z = 0, потолку z = 1 nm (a); Коэффициент поглощения сверхрешетки из KT GaN, сплошная линия – поглощение обыкновенной волны, пунктирная линия – поглощение необыкновенной волны (b).

Влияние деформаций и внутренних полей учитывалось по методу [4]. Сжатие КТ сдвигает вверх уровни Γ_{1c} , Γ_{1v} , понижает уровни U_c , Γ_{6v} , уменьшает запрещенную зону GaN, вызывает инверсию состояний потолка валентной зоны, увеличивает кристаллическое расщепление $\Delta_{cr} = E(\Gamma_{6v}) - E(\Gamma_{1v}) = -0.36$ eV. Наибольшие деформации возникают на границе пирамида/матрица. Матрица сжата вдоль гексагональной оси $\varepsilon_{zz} \approx -0.015$, растянута в плоскости (x,y) $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} \approx 0.009$. В КТ деформации в первом приближении однородны $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} \approx -0.008$, $\varepsilon_{zz} \approx -0.011$.

Спектр КТ рассчитывался в базисе из симметризованных комбинаций функций AlN. Потенциал возмущения строился в виде разницы псевдопотенциалов GaN и AlN. Внутренние поля учитывались по теории возмущений. Результаты расчета состояний КТ даны в таблице с указанием происхождения из состояний AlN. Плотность вероятности электронных состояний примерно равномерно распределена по объему КТ. Дырочные состояния КТ локализованы на дне пирамиды.

Потенциал внутренних полей в КТ не превышает 0.2 eV (рис.1а), что много меньше разрыва зоны проводимости (~ 2 eV), поэтому сдвиги электронных уровней КТ за счет этих полей оказались малыми (~0.02 eV). В тоже время разрыв валентной зоны (~0.5 eV) сравним с потенциалом внутренних полей, вследствие чего соответствующие сдвиги дырочных состояний КТ оказались

более значительными. Максимальный сдвиг (~ 0.06 эВ) испытывает нижний уровень тяжелых дырок КТ Г₃. На состояния легких дырок внутренние поля практически не влияют. В согласии с распределением потенциала (рис.1а) внутренние поля сдвигают уровни КТ вверх.

При расчете коэффициента поглощения уровень Ферми располагался над нижним уровнем КТ Γ_1 (E=1.513 eV), поэтому поглощение света связано с переходами с этого уровня в верхние состояния КТ (рис.1b). Для света, поляризованного в плоскости (x,y), пик поглощения (E = 1.1 eV) вызван переходами на уровни Γ_3 (2.619 eV) и Γ_1 (2.640 eV). Для света, поляризованного вдоль гексагональной оси, более слабый пик поглощения (E=1.5 eV) возникает за счет переходов в состояния Γ_1 (1.48 eV) и Γ_3 (1.49 eV). Эти результаты согласуются со спектром поглощения KT [1], в котором при TM поляризации света наблюдался ассиметричный пик поглощения (E=0.8 eV) с большим уширением правого плеча, а при TE поляризации поглощение оказалось слабым, без выраженных пиков. Большее значение энергии пика в рассчитанном спектре связано с меньшим, чем в [1] размером КТ и отличием температуре).

Таким образом показано, что плотный периодический массив КТ w-GaN/AlN(0001) наиболее интенсивно поглощает обыкновенные волны вследствие перехода электронов с уровня Γ_1 в квантовой Γ яме на уровень Γ_3 , происходящий из состояний нижней зоны проводимости бинарных кристаллов Σ_c в окрестности точки Γ .

Γ_1		Γ_3		Таблица.		
1	2	1	2	Уровни состояний в КТ GaN (eV). Энергии		
Дырочные уровни				электронов отсчитаны от дна зоны		
$0.307 (\Gamma_{1v}) lh$	$0.307 (\Gamma_{1v}) \text{ lh} \qquad 0.303$		0.381	проводимости, а энергии дырок - от потолка		
$0.502 (\Gamma_{1v} + \Sigma$	0.500	0.467 (Γ _{6v} +gp) lh+hh	0.451	валентной зоны деформированного GaN. 1-		
_v) lh				расчет без учета внутренних электрических		
$0.569 (\Sigma_v) \text{ lh}$	0.568	$0.531 (\Sigma_v) \text{ lh}$	0.521	полей, 2 – с учетом этих полей. В скобках		
Электронные уровни				указаны состояния AIN, дающие основной		
1.492 (Γ _{1c})	1.513	2.357 (U _c)	2.384	вклад в состояния КТ (gp- состояния из точек		
2.352 (U _c)	2.377	2.446 (U _c)	2.470	оощего типа, nn – состояния тяжелых дырок,		
$2.444 (U_c + \Sigma_c)$	2.469	2.592 (Σ _c)	2.619	III — состояния легких дырок).		
2.631 (Γ_{1c})	2.640					

[1] L.Nevou, et. al. Appl.Phys.Lett. 92, 161105, 2008.

[2] С.Н. Гриняев, В.В. Лопатин. Изв. Вузов. Физика. №2, 27, 1992

[3] A. Rubio, J.L. Corkill, M.L. Cohen, E.L. Shirley, S.G. Louie. Phys. Rev. B48,11810, 1993.

[4] A.D. Andreev, E.P. O'Reilly. Phys. Rev. 62, 15851, 2000.

ELECTRONIC STATES AND OPTICAL PROPERTIES OF THE DENSE MASSIVE QUANTUM POINTS w-GaN/AIN(0001)

<u>S. N. Grinyaev¹</u>*, G. F. Karavaev², K.S. Zhuravlev³, P. Tronc⁴

¹Tomsk polytechnic university. Lenina st. 30, 634050, Tomsk, e-mail: gsn@phys.tsu.ru;

² Tomsk state university. Lenina st. 36, 634050, Tomsk,

³ Institute of Semiconductor Physics SB RAS. Lavrenteva st. 13, 630090, Novosibirsk,

⁴Laboratorire d'Optique Physique, Ecole Superieure de Physique et Chimie Industrielles. 10 rue

Vauquelin, 75005 Paris, France

The electronic states and optical properties of a dense periodic massive of quantum points are researches by the method of pseudo-potential with account of deformations and internal fields. It is shown, that in quantum points the first electronic level occurs from state bottom Γ_1 valleys of a band conductivity of binary crystals, and overlying levels are connected with states of lateral valley U_c and vicinities Γ of a valley. States of a valent bands occur from states of light and heavy holes. There is a strong hybridization of states of light and heavy holes in state QD's Γ_3 (E=0.451 eV). The density of probability of hole states QD's is localized near to a bottom of pyramids, at electronic conditions its distribution is more homogeneous on volume QD. Internal fields poorly influence states QD, shifting their levels upwards on ~ 0.02÷0.06 eV. The greatest shift due to these fields tests the bottom state of heavy holes whereas states of light holes practically do not vary. The peak of absorption of an ordinary wave by massive QD is connected with transitions from level Γ_1 in quantum Γ well on level Γ_3 occuring from states of the bottom band of conductivity of binary crystals Σ_c in a vicinity of a point Γ . Absorption of a extraordinary wave weak, its peak will shift aside greater energy.

SELF-HEATING AND PHONON DECAY IN GaN AND AIN

Mark Holtz

Nano Tech Center and Department of Physics, Texas Tech University, Lubbock, Texas 79409, U.S.A. e-mail: mark.holtz@ttu.edu

Wide bandgap AlGaN semiconductors possess favorable properties for producing high power electronic devices operating at high temperatures. Epitaxial AlGaN has been used to make heterostructure field effect transistors (HFET) for high power and high temperature applications. AlGaN/GaN HFETs have been pseudomorphically grown on sapphire and SiC substrates, and on bulk GaN. Comparative studies of HFETs grown on different substrates favor devices grown on SiC. This is attributable to the higher thermal conductivity of SiC, 10 and 3 times greater than sapphire and GaN, respectively, allowing better heat dissipation from the active region. The eventual performance of high-power high-frequency AlGaN/GaN HFETs is limited by self-heating. Figure 1 shows the I-V dependence at different gate voltages with the characteristic effect of self-heating at high voltage. Thermal management approaches including the employment of substrates with superior thermal conductivity (e.g., SiC), flip-chip bonding, and peak electric field reduction. Various designs have been used to tailor the electric field for the purpose of reducing the impact of Joule heating. However, reliability remains a major concern and transport properties degrade with increasing temperature. To optimize the device design for reliability and performance, direct measurement of temperature in the active region is essential.

We examine Joule heating in an AlGaN/GaN HFET comprised of a thick ($\sim 1 \mu m$) GaN layer capped with a thin (32 nm) AlGaN layer. The AlGaN/GaN band offset, piezoelectric field, and spontaneous polarization field occurring in the structure create a quasi two-dimensional electron gas (2DEG) at the interface with very high free electron concentration located in the GaN at the interface with the AlGaN. The source-drain current is confined to flow in this 2DEG. Because the current density can be commensurately high, collisional energy loss from electrons to the crystal leads to self-heating. Electron energy loss can be decomposed into ionized defect-related scattering and electron-phonon interaction. The ionized defect scattering is generally important at low temperatures and screening diminishes its importance at high free-carrier concentrations.

We report direct self-heating measurements for AlGaN/GaN heterostructure field effect transistor (HFET) grown on SiC. Measurements are carried out using micro-Raman scattering excited by above-bandgap ultraviolet and below-bandgap visible laser light. Ultraviolet excitation probes the GaN near the AlGaN/GaN interface region of the device where the 2DEG carries the source-drain current. The visible excitation probes the entire $\sim 1 \mu m$ thick GaN layer and the SiC substrate near the interface with GaN. These results thus provide a measure of the average temperature throughout the GaN and of the substrate. Results are backed by combined electrical and thermal simulations as shown in Fig. 2. We find the immediate hot spot region of the device, at the edge of the gate electrode, rises by up to $\sim 240 \,^{\circ}$ C over ambient under the most aggressive drive conditions examined. The measured and simulated results are in good agreement based on published electrical and thermal properties of GaN and SiC. The agreement is illustrated in measured temperature rises (data points) in Fig. 3 and the simulation results (solid curves). These results were obtained while driving a single device, and observed temperature rises are substantially higher than previous studies due to our ability to probe the material undergoing self heating via ultraviolet Raman measurements.

The Fröhlich interaction is the primary electron-phonon mechanism responsible for electron energy loss in polar semiconductors, such as GaN. The Fröhlich interaction is strongest for zone-center (\mathbf{k} =0, where \mathbf{k} is the wavevector) longitudinal optic phonons. In the 2DEG device structure studied here, the channel current is predominantly transverse to the (0001) crystal axis and so electron-phonon energy transfer is expected to emit primarily zone-center phonons with E₁(LO) symmetry. Because the LO phonons behave like standing waves, they must decay into travelling acoustic waves to dissipate energy from the immediate self-heating region. Understanding of the intrinsic phonon decay properties of high-quality crystalline materials is thus critical to self-heating and any phonon engineering efforts to mitigate the associated device problems.

Owing to the **k**=0 selection rule, Raman scattering is also ideally suited for studying the phonons which are important for carrier relaxation in polar semiconductors. One approach to lifetime studies is through measurements of Raman linewidths (Γ) which are inversely proportional to the overall phonon lifetime (τ_{TOTAL}). In general, the phonon lifetime is influenced by anharmonic decay and inhomogeneous impurity phonon scattering according to $2\pi c\Gamma = 1/\tau_{TOTAL} = 1/\tau_{DECAY} + 1/\tau_i$ where c is the speed of light in cm/s and Γ is

in cm⁻¹. The average phonon decay time is τ_{DECAY} , while τ_i represents the effect of all impurity and defect scattering processes limiting the lifetime. The latter is generally taken as small, corresponding to high-quality crystals, and temperature independent. When impurity scattering is negligible in comparison to the anharmonic processes, direct measurement of Γ can be used to obtain the decay time τ_{DECAY} . In the current work, we report studies of the A₁(TO), E₁(TO), E₂², A₁(LO), and E₁(LO) phonons in epitaxial GaN and examine their decay properties based on anharmonic theory. Measurements are made from 20 to 325 K using Raman scattering with visible excitation. Example spectra are shown in Fig. 4. Figures 5 and 6 show temperature dependent phonon energies and linewidths for A₁(LO), and E₁(LO) phonons, along with theoretical fits to the data. The contribution from thermal expansion is explicitly shown. Across this range, we find that it is important to take into account the effect of thermal expansion using the temperature dependent coefficients.

In agreement with previously published work, we find the $A_1(LO)$ vibration primarily decays via Ridley two-phonon creation with a weak contribution from three-phonon creation. The $E_1(LO)$ phonon, which has received little attention, exhibits two-phonon asymmetric (Ridley) decay without the need of a higher-order term. For each of these LO phonons, the relative two-phonon probabilities obtained from energy shift and linewidth broadening are in agreement. Furthermore, the decay coefficients also compare well between the $A_1(LO)$ and $E_1(LO)$ phonons. This agreement strongly supports the similarities concluded regarding their decay properties. For the $A_1(LO)$ phonon, the three-phonon decay parameters deduced from phonon shift and linewidth broadening are also consistent. The $A_1(TO)$ and $E_1(TO)$ phonons both decay symmetrically into vibrations from the high density of states regions in the 200 to 300 cm⁻¹ range. Results for GaN will be compared with measurements for AlN crystals.

- I. Ahmad, V. Kasisomayajula, M. Holtz, J. M. Berg, S. R. Kurtz, C. P. Tigges, A. A. Allerman, and A. G. Baca, *Appl.Phys.Lett*, vol. 86, p. 173503, 2005.
- [2] I. Ahmad, V. Kasisomayajula, D. Y. Song, L. Tian, J. M. Berg, and M. Holtz, *J.Appl.Phys.*, vol. 100, p. 1123718, 2006.
- [3] D. Y. Song, M. Basavaraj, S. Nikishin, M. Holtz, V. Soukhoveev, A. Usikov, and V. Dmitriev, J.Appl.Phys., vol. 100, p. 113504, 2006.
- [4] D. Y. Song, M. Holtz, A. Chandolu, S. A. Nikishin, E. N. Mokhov, Y. Makarov, and H. Helava, Applied Physics Letters, vol. 89, p. 021901, 2006.
- [5] D. Y. Song, S. A. Nikishin, M. Holtz, V. Soukhoveev, A. Usikov, and V. Dmitriev, *J.Appl.Phys.*, vol. 101, p. 053535, 2007.
- [6] P. Pandit, D. Y. Song, and M. Holtz, Journal of Applied Physics, vol. 102, p. 113510, 2007.

САМОРАЗОГРЕВ И ЗАТУХАРИЕ ФОНОНОВ В GaN И AIN

<u>Mark Holtz</u>

Nano Tech Center and Department of Physics, Texas Tech University, Lubbock, Texas 79409, U.S.A. e-mail: mark.holtz@ttu.edu

Микро-Раманновские измерения при возбуждениях на 363.8 нм и 488.0 нм были проведены для того, чтобы изучить процесс само-нагрева AlGaN/GaN гетероструктурного полевого транзистора, выращенного на SiC подложке. Ультрафиолетовое возбуждение зондирует GaN вблизи AlGaN/GaN перехода, где формируется двумерный электронный газ, и протекает сток-исток электрический ток. Зеленое излучение возбуждает всю остальную структуру, включая ~ 1 мкм GaN и SiC подложку вблизи интетерфейса с GaN. Совмещая измерения, мы определяем температуру AlGaN/GaN интерфейса и среднюю по всему GaN и приповерхностному слою SiC подложки. Результаты были проанализированы, используя электрическое и тепловое компьютерное моделирование. Мы определили, что в экстремальных условиях работы этого прибора наиболее горячая точка, ~ 240 °C, находится около конца электрода затвора. Поскольку ток двумерного электронного газа преимущественно создает продольные оптические фононы, важность изучения времени жизни этих фононов достаточно мотивирована.



Fig.1. I–V dependence for the AlGaN/GaN HFET at different Vg. Inset: device layout (not to scale).



Fig.3: Measured and simulated temperature rise with input power at the gate edge on the drain side of the gate. Three data sets correspond to UV near 2DEG (filled circles), visible GaN average (filled triangles), and substrate (open circles).



Fig.2. FE simulation of the device $V_D = + 4 V$, $V_S = V_G = 0$ (P = 1.6 W/mm). (a) Power density - AlGaN thickness not to scale. (b) ΔT simulation. (c) ΔT along the vertical line segment (dashed line) shown under the arrow in (b).



Fig.4: Raman spectra of GaN observed at different scattering geometries at T = 20 K.



Fig.5 Dependence of $A_1(LO)$ phonon energies (a) and linewidths (b) on temperature. Curves are theory-based fits to data. Contributions of thermal expansion and phonon decay to the overall shifts are plotted separately. Phonon lifetime as function of temperature is also shown (b).



Fig.6 Dependence of E1(LO) phonon energies (a) and linewidths (b) on temperature, similar to Fig.5.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА GaN И Al_xGa_{1-x}N, ЛЕГИРОВАННЫХ Mg

<u>Т.А. Комиссарова¹</u>*, В.Н. Жмерик¹, А.М. Мизеров¹, Н.М. Шмидт¹, Д.Р. Хохлов², С.В. Иванов¹.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН. Политехническая, 26, 194021 Санкт-Петербург ²МГУ им. М.В. Ломоносова. Ленинские горы, 1, 119991 Москва

тел. +7(812)2927124, e-mail: komissarova@mig.phys.msu.ru;

Получение р-легированных твердых растворов Al_xGa_{1-x}N является важной задачей для изготовления ультрафиолетовых светоизлучающих диодов. Сложность получения слоев Al_xGa_{1-x}N р-типа проводимости связана с большой энергией ионизации акцепторных примесей. В случае легирования Mg практически отсутствуют данные о р-проводимости в Al_xGa_{1-x}N с большим содержанием Al (x>0.4), так как при росте х увеличивается энергия ионизации примеси и уменьшается количество электрически активных примесей [1].

В настоящей работе были исследованы электрические свойства пленок GaN и Al_xGa_{1-x}N (x~0.15 и x~0.42), легированных Mg. Образцы были выращены на подложках с-Al₂O₃ с буферными слоями GaN или Al_xGa_{1-x}N методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота на установке Compact 21T (Riber) [2]. При росте буферных слоев со скоростью ~0.4 мкм/ч толщиной ~500 нм использовались металл-обогащенные условия (на 10% ниже порогового значения образования микрокапельной фазы) и температура подложки составляла 700°С. Поскольку было обнаружено сильное влияние температуры роста на эффективность встраивания Mg в AlGaN, то при при легировании е приходилось снижать до 650°С с сохранением остальных параметров неизменными. Для легирования использовался стандартный эффузионный источник, обеспечивавший эквивалентное давление потока Mg ~2×10⁹ Торр. Во время роста буферных и легированных слоев наблюдался двумерный механизм роста, который контролировался *in-situ* по линейчатой картине дифракции отраженных быстрых электронов и *ex-situ* с помощью растрового электронного микроскопа.

Тип проводимости определялся из измерений эффекта Холла, эффекта Зеебека и из вольтфарадных (C-V) измерений. Были проведены исследования температурных зависимостей коэффициента Холла в диапазоне температур (250 - 4.2) К в магнитном поле 0.05 Тл, температурных зависимостей сопротивления при (650-4.2) К, частотных зависимостей проводимости в диапазоне частот (20 Гц – 1 МГц) при температурах 300 К и 77 К.

Холловские измерения проводились в конфигурации Ван дер Пау, для этого на образцы квадратной формы напылялись золотые контакты. Во всем исследованном интервале температур контакты оставались омическими. В С-V методике тип проводимости и концентрация носителей определялись из измерений вольт-емкостной характеристики барьера Шоттки, образованного на поверхности пленки ртутным электродом диаметром 600 мкм.

В слоях GaN и AlGaN с малым содержанием алюминия наблюдалась дырочная проводимость. Согласно вольт-фарадным измерениям концентрация дырок в этих пленках составила ~ 1×10^{18} см⁻³ при комнатной температуре, а холловские концентрации дырок были определены при 200 K, как 4×10^{17} см⁻³ и 10^{18} см⁻³ в GaN и Al_{0.15}Ga_{0.75}N, соответственно.

Из вольт-фарадных измерений при небольших смещениях $Al_{0.42}Ga_{0.58}N$ был определен как компенсированный полупроводник, однако при напряжениях, больших 5 В, проявлялся р-тип проводимости. Коэффициент Холла имел положительный знак во всем исследованном температурном интервале и холловская концентрация была равна $p = 3 \cdot 10^{17}$ см⁻³ при 200 К. Насколько нам известно, это одно из первых сообщений о холловских измерениях p-проводимости в МПЭ слоях AlGaN с высоким содержанием Al (x>0.3). Для пленок с x = 0.45, выращенных методом МОГФЭ, в работе [3] было получено значение концентрации дырок $p = 2.7 \cdot 10^{17}$ см⁻³ при комнатной температуре.

В пленках Al_xGa_{1-x}N при высоких температурах (590 - 650) К для x = 0.15 и (220 - 650) К для x = 0.42 температурная зависимость сопротивления имеет активационный характер с энергией активации ~ 150 мэВ. При более низких температурах зависимость сопротивления от температуры хорошо описывается в рамках закона Мотта для прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка. Прыжковый механизм проводимости в исследованных твердых растворах Al_xGa_{1-x}N был подтвержден с помощью измерений частотных зависимостей проводимости. В случае прыжкового механизма зависимость действительной части проводимости от частоты может быть описана с помощью соотношения $\sigma \sim \omega^{s}$, где s может принимать значения от 0.7 до 1, что и наблюдалось в исследованных пленках Al_xGa_{1-x}N.

Данные результаты демонстрируют перспективность технологии МПЭ ПА для производства светоизучающих и фотоприемных диодов для глубокого УФ диапазона.

[1] S.C. Jain et al., Appl. Phys. Rev., 87, 965 (2000).

[2] В.Н. Жмерик и др., Письма в ЖТФ, 33(8), 36 (2007).

[3] S.R. Jeon et al., Appl. Phys. Lett., 86, 082107 (2005).

ELECTRICAL PROPERTIES OF Mg-DOPED GaN AND Al_xGa1-xN

T.A. Komissarova^{1*}, V.N. Jmerik¹, A.M. Mizerov¹, N.M. Shmidt¹, D.R. Khokhlov², S.V. Ivanov¹

Ioffe Physico-Technical Institute of RAS. Polytekhnicheskaya str., 26, 194021 St. Petersburg, ²Moscow State University. Leninskie gory, 1, 119991 Moscow phone. +7(812)2927124, e-mail: komissarova@mig.phys.msu.ru;

We have investigated electrical properties of GaN:Mg and $Al_xGa_{1-x}N:Mg$ (x = 0.15; 0.42) grown by plasma-assisted molecular beam epitaxy on c-Al₂O₃ with undoped GaN or Al_xGa_xN buffer layers. Optimum growth conditions have been determined for efficient incorporation of Mg acceptors. The CV measurements, Seebeck effect, temperature variable Hall effect, measurements of frequency and temperature dependence of conductance were used for epilayer characterization. Hole concentration in investigated films was determined by Hall and CV measurements, as varied in the p = 10¹⁷-10¹⁸ cm⁻³ range (p = $3 \cdot 10^{17}$ cm⁻³ at 200 K for $Al_{0.42}Ga_{0.58}N$). It has been found that at high temperatures temperature dependences of resistivity for $Al_xGa_{1-x}N$ have activation part with the energy ~ 150 meV. At low temperatures resistivity in $Al_xGa_{1-x}N$ satisfies the Mott equation for the case of hopping conductivity. The hopping mechanism of conductivity in $Al_xGa_{1-x}N$ was confirmed by frequency dependences of real part of conductance.
ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС СПЕКТРОСКОПИИ АДМИТТАНСА В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ТЕМПЕРАТУР ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ГЕТЕРОСТРУКТУР: СВЕТОДИОДЫ С МНОЖЕСТВЕННЫМИ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ InGan/Gan

<u>О.В. Кучерова</u>¹*, В.И. Зубков¹, Е.О. Цвелев², А.В. Соломонов¹ ¹Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» (СПбГЭТУ «ЛЭТИ»). Ул. Проф. Попова, д.5, 197376, Санкт-Петербург, тел. +7(812)2343016, e-mail: ovkucherova@mail.eltech.ru; ² ЗАО «Светлана-Оптоэлектроника», а/я 78, 194156, Санкт-Петербург;

Современные полупроводниковые приборы представляют собой сложную многослойную систему с большим количеством ультратонких слоев. Для определения энергетических и электрических параметров таких структур на производстве требуется разработка достаточно быстрой неразрушающей системы диагностики. Одной из наиболее прогрессивных неразрушающих методик исследования наноструктур, хорошо зарекомендовавшей себя при исследовании объемных полупроводников и определении глубоких уровней в них, является спектроскопия полной проводимости, или адмиттанса [1]. Данный метод позволяет проводить исследования как тестовых структур, так и готовых оптоэлектронных приборов и определять пространственное распределение основных носителей заряда, количество квантовых ям, толщину квантовых ям и барьеров между ними, ширину области объемного заряда, величину заряда, накапливаемого в ямах, разрывы энергетических зон, энергию активации носителей заряда с уровней квантования.

Разработанная установка спектроскопии адмиттанса состоит из LCR-метра Agilent E4980A, гелиевого криостата замкнутого цикла Janis CCS 200/204N, контроллера температуры LakeShore 331S и вакуумного поста Pfeiffer TSH 71E. Все измерительные приборы управляются через порт GPIB, автоматизация выполнена на базе персонального компьютера с встроенной в него платой NI PCI-GPIB с помощью среды программирования LabVIEW 8.5. Измерения проводятся в широком диапазоне температур (от 5,5K до 325K), прикладываемых смещений (от -40 до +40B) и частот (от 20Гц до 2 МГц). Установка позволяет измерять емкость, проводимость, индуктивность, сопротивление образца, его добротность и tgδ, а также величину тока, протекающего через образец. После установки необходимого значения температуры при каждом смещении производится набор измерений при нескольких выбранных частотах тестового сигнала.

В качестве объекта исследования был выбраны промышленные зеленые светодиоды, излучающие в диапазоне 520 нм, в виде p-n-структуры с набором множественных квантовых ям InGaN/GaN. Из зависимости, измеренной в диапазоне +2...10 В, пересчитывался и строился C(V)концентрационный профиль исследуемой гетероструктуры, на котором наблюдалось три пика (рис. la), что свидетельствует о профилировании границей области объемного заряда трех квантовых ям. При уменьшении температуры ширина области объемного заряда в p-n-переходе росла от 0.11 мкм до 0.38 мкм из-за уменьшения концентрации подвижных носителей заряда в объеме полупроводника, в то же время концентрация носителей в квантовых ямах увеличивается до 5·10¹⁹ см⁻³ при 20К. На температурных зависимостях G/ω(T), измеренных в диапазоне частот 5кГц...1МГц, наблюдается четыре пика. Первый низкотемпературный пик достаточно ярко выражен, второй пик проявляется только при достаточно низких частотах и мал по амплитуде, а третий и четвертые пики стоят близко друг от друга и образуют двугорбый пик с изменяющимися относительно друг друга амплитудами. При f=50 кГц максимумы пиков зафиксированы при температуре 20 К, 51 К, 84 К и 107 К. Это свидетельствует о наличии в системе МКЯ четырех уровней квантования. При увеличении частоты максимумы пиков смещаются в область больших температур, что соответствует условию оптимальной термической эмиссии носителей заряда с энергетического уровня (en=ω). Увеличение обратного смещения незначительно сдвигает максимум пика на 1-2К в область низких температур, это свидетельствует о том, что уровни квантования не уширены. По положению пиков на $G/\omega(T)$ зависимости был построен график в координатах Аррениуса по измеренным частотам. В основе построения графика Аррениуса лежит температурная зависимость скорости эмиссии е_п носителей в квантовой яме с уровня квантования. которая определяется формулой $e_n = AT^{1/2} \exp(-E_a/kT)$, где A – независящий от температуры множитель [2]. Экспериментальные точки хорошо ложатся на прямую линию, это особенно характерно для высокотемпературных пиков, что свидетельствует о моноэкспоненциальности переходных процессов. Энергии активации носителей с уровней квантования в данной гетеросистеме равны 12, 26, 90 и 106 мэВ.



Рис.1. Зависимость концентрации от приложенного смещения при различных температурах (a); Температурные спектры проводимости структуры на разных частотах при U=0 B (b).

Помимо энергетических и электрических параметров исследуемых гетероструктур спектроскопия адмиттанса позволяет проводить контроль качества исследуемых гетероструктур. При исследовании нескольких светодиодов из одной партии (одной пластины) были выявлены некоторые различия в концентрационных профилях образцов, что позволяет судить о разбросе их параметров. Исследование образцов до и после временных термоиспытаний позволит сделать вывод об изменении концентрационного профиля носителей заряда и изменении энергии активации с уровней квантования.

Работа выполнена в рамках инновационного образовательного проекта СПбГЭТУ «ЛЭТИ» "Программа подготовки специалистов для приоритетных высокотехнологичных отраслей инновационной экономики страны". Кучерова О.В. благодарит за финансовую поддержку Фонд содействия развития малых форм предприятий в научно-технической сфере (программа УМНИК, госконтракт №5425р/7978).

- В.И. Зубков, Диагностика полупроводниковых наногетероструктур методами спектроскопии адмиттанса (Санкт-Петербург, «Элмор», 2007) 220 с.
- [2] N. Debbar, D. Biswas, P. Bhattacharya. Phys.Rev.B, 40, p.1058 (1989).

A WIDE TEMPERATURE RANGE DIAGNOSTIC COMPLEX OF ADMITTANCE SPECTROSCOPY FOR HETEROSTRUCTURE INVESTIGATIONS: LEDS WITH MULTIQUANTUM WELLS InGaN/GaN

O.V. Kucherova¹*, V.I. Zubkov¹, E.O. Tsvelev², A.V. Solomonov¹

¹St.Petersburg State Electrotechnical University "LETI". Prof. Popov street, 5, 197376, St.Petersburg, phone. +7(812)2343016, e-mail: ovkucherova@mail.eltech.ru;
 ² "Svetlana-Optoelectronics". Post box 78, 194156, St.Petersburg,

A precision computer-controlled measurement system of admittance spectroscopy is developed, which consists of LCR-meter Agilent E4980A, close cycled He cryostate Janis CCS 200/204N and temperature controller LakeShore 331S. The available range of temperatures 5.5 ... 325 K, applied biases -40 ... +40 V, frequencies 20 ... 2 MHz. The setup has been used for comprehensive studying of industrial green p-n LEDs with multiquantum wells InGaN/GaN, emitting near 520 nm. Four peaks have been detected in temperature spectra of conductance $G/\omega(T)$. Their maxima at f = 50 kHz are located at 20, 51, 84 and 107 K. From Arrhenius plots the activation energies for four energy levels in this heterosystem were obtained with 12, 26, 90 and 106 meV.

АНИЗОТРОПИЯ УПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ И ДЕФЕКТНОЙ СТРУКТУРЫ СЛОЕВ GaN. ВЫРАЩЕННЫХ НА R-ГРАНИ САПФИРА

<u>Р.Н.Кютт</u>, В.В.Ратников, М.П.Щеглов

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, Политехническая 26. 194021 С-Петербург, тел. +7 812 552-1979, e-mail r.kyutt@mail.ioffe.ru

Традиционно эпитаксиальные пленки GaN и других А3-нитридов растят на с-граниях сапфира или карбида кремния, при этм полученные слои имеют также <0001>-ориентацию. Последняя является полярной, что приводит к нежелательным эффектам, мешающим работе приборов на их основе. Поэтому в последнне время все большее внимание исследователей привлекают нитридные структуры, имеющие неполярные грани, к каковым отнсятся *a*-плоскость (11-20) и *m*-плоскость (1-100). Чаще всего *a*-ориентированные пленки А3-нитридов выращиваются на *r*-грани (10-12) сапфира. Несмотря на интенсивные структурные исследования таких систем [1-6], их результаты неоднозначны. Это касается как распределения упругих напряжений в слоях, так и конкретной дефектной структуры нитридных пленок с неполярными граниями. В данной работе проведены детальные исследования эпитаксиальных слоев GaN, выращенных на *г*-грани сапфира, на базе высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии.

Эпитаксиальные пленки а-ориентированного GaN были выращены на г-грани (10-12) сапфира методом MOVPE. Подробно эпитаксия описана в [7]. Известно, что при росте а-ориентированного GaN на г-поверхности сапфира в плоскости интерфейса имеют место следующие эпитаксиальные соотношения [10-11]Al₂O₃ [] [0001] GaN и [1-210] Al₂O₃ [][1-100] GaN. При этом степень несооответствия составляет 16.6% в направлении [1-100] и 1.1% вдоль [0001] GaN [8].

Рентгенодифракционные измерения проводились на трехкристальном дифрактометре с использованием СиК_{α} и МоК_{α}-излучений в нескольких геометриях дифракции образца – симметричной и асимметричной брэгговской, симметричной Лауэ- и некомпланарной наклонной геометрии, включая скользящую дифракцию. Поскольку основным отличающим признаком аориентированных пленок с вюрцитной структурой по сравнечию со слоями, выращенными в направлении оси с, является анизотропия кристаллографической плоскости (11-20), то измерения проводились в двух азимутальных положения образца, отличающихся на 90⁰: с осью "с", нормальной к плоскости рассеяния, и с осью "с" в плоскости рассеяния (1-100).

Для определения параметров решетки и деформации слоев по шкале анализатора фиксировалось точное угловое положение дифракционных пиков. Анализ полуширин дифракционных пиков, измеренных для двух направлений сканирования, проводился при помощи построения Вильямсона-Холла. На основе такого анализа, проведенного для трех геометрий дифракции, определялись компоненты тензора микродисторсии е_{ij} и размер областей когерентного рассеяния параллельно (т_x, ту) и перпендикулярно (тz) поверхности [9].

Полученные значения параметров в трех направлениях показывают, что для всех образцов имеет место заметное сжатие слоя параллельно поверхности вдоль направления [1-100] и растяжение по нормали к поверхности. Из карт распределения интенсивности для асимметричных брэгговских отражений, измеренных для двух азимутальных положений образца – в плоскости рассеяния (0001) (отражение (20-20) и в плоскости рассеяния (1-100) – отражение (11-22) видно, что контуры равной интенсивности в обоих случаях вытянуты в направлении, параллельном поверхности. Это указывает на преобладающее влияние вертикальных прорастающих дислокаций. Такая картина анлогична той, что наблюдается для большинства структур, выращенных на "с"-грани сапфира.

Однако плоскость (11-20), в отличие от базисной плоскости (0001), не является изотропной, что должно влиять как на ансамбли образующихся дислокаций, так и зависимую от них дифракционную картину. Графики Вильямсона-Холла, построенные как для симметричных брэгговских отражений (hh-2h0) трех порядков, так и симметричных Лауэ-рефлексов (h –h 0 0) и (0001) (puc.1 a,6) позволяют выявить анизотропию уширения дифракционной картины. Из них следует, во-первых, что размерный вклад в уширение дифракционных пиков минимален (численные оценки дают для размеров областей когерентного рассеяния во всех трех направлениях значения, большие 1 µm). Во-вторых, разные наклоны прямых рис.1 а, б для двух азимутальных плоскости, параллельной поверхности. Кроме того, графики для Лауэ-рефлексов показывают наличие дефектов упаковки.

Полученные результаты говорят об анизотропии структурных свойств параллельно поверхности. Отметим, что анизотропия упругих напряжений наблюдалась в большинстве структурных исследований *a*-, а также *m*-ориентированных пленок GaN и AlN, выращенных на различных подложках, однако, знак этой анизотропии получался разным. Анизотропия уширений дифракционных пиков также зафиксирована в большинстве исследований неполярных слоев А^Шнитридов, однако и в этом случае результаты отдельных работ не совпадают. Из наших данных следует, что последняя особенность не связана с разной степенью мозаичности в двух направлениях, параллельных поверхности, и с разницей в размерах блоков. Скорее всего, объяснение надо искать в разной конфигурации образовавшихся дислокаций, по-разному снимающих напряжения несоответствия в двух направлениях, при этом можно предположить наличие хаотически распределенных горизонтальных дислокаций или их фрагментов, направленных преимущественно вдоль оси "с" с вектором Бюргерса, параллельным нормали к поверхности.



Рис.1. Графики Вильямсона-Холла для полуштрин дифракционных пиков q-2q-сканирования (а) и q-моды (б) симметричных Лауэ-рефлексов, измеренных в двух азимутальных положениях образца

- M.D.Craven, F.Wu, A.Chakraborty, B.Imer, U.K.Mishra, S.P.DenBaars J.S.Speck. Appl.Phys.Lett., 84, 1281 (2004)
- [2] R.Armitage, M.Horita, J.Suda, T.Kimoto. J.Appl.Phys., 101, 033534 (2007)
- [3] A.Kobayashi, S.Kavano, K.Ueno, J.Ohta, H.Fujioka, H.Amanai, S.Nagao, H.Horie. Appl.Phys.Lett., 91, 191005 (2007)
- [4] T.Pashkova, R.Kroeger, S.Figge, D.Hommel, V.Darakchieva, B.Monemar, E.Preble, A.Hanser, N.M.Wiilliams, M.Tulor. Appl.Phys.Lett., 89, 051914 (2006)
- [5] H.Wang, C.Chen, Z.Gong, J.Zhang, M.Gaevski, M.Su, J.Yang, Appl.Phys.Lett., 84, 499 (2004).
- [6] D.N.Zakharov, Z.Liliental-Weber, B.Wagner, Z.J.Reitmeier, E.A.Preble, R.F.Davis. Phys.Rev., B 71, 235334 (2005)
- [7] W.V.Lundin, E.E.Zavarin, A.E.Nikolaev, M.A.Sinitsyn, A.V.Sakharov, D.S.Sizov, R.A. Talalaev, A.V. Lobanova, and A.F.Tsatsulnikov, EW-MOVPE XII, Slovakia, 3-6 June 2007, Abstracts, 57-60
- [8] T.Lei, K.F.Ludwig, T.D.Moustakas. J.Appl.Phys., 74, 4430 (1993)
- [9] V.V.Ratnikov, R.N.Kyutt, T.V.Shubina, T.Pashkova, B.Monemar. J.Phys.D. Appl.Phys., **34**, A30-34. (2001)

ANISOTROPY OF ELASTIC STRAINS END THE DEFECT STRUCTURE OF GaN LAYERS GROWN ON R-PLANE OF SAPPHIRE

<u>R.N.Kyutt</u>, V.V.Ratnikov, M.P.Sheglov

Ioffe Physical-Technical institute of RAS, Polytechnicheskaya, 26, 194021 St-Petersburg

High resolution X-ray diffraction study was performed of the nonpolar a-oriented GaN epitaxial layers grown by HVPE on r-plane of sapphire. Lattice parameter measurements in 2 in-plane directions [1-100] and [0001] and out-of plane direction [1-120] were obtained. Analysis of the diffraction peak broadening for Bragg- and Laue-diffraction was carried out by Williamson-Hall plots. The in-plane anisotropy of the elastic strains and peak broadening has been revealed. The layers studied are compressed in direction [1-100] in plane of surface and have tensile strain normal to surface. FWHM of Bragg diffraction peaks is larger in [1-100} direction than in [0001] one, the contribution of the coherent dimensions to the line broadening is negligible. It is shown that this effect can not be explained by different level of a mosaicity in the two directions and may by connected with anisotropy of distribution of horizontal dislocations.

НИЗКОПОРОГОВАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ПРИ ОПТИЧЕСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ И ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ InGaN/GaN СВЕТОДИОДНЫХ ТЕСТОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР, ВЫРАЩЕННЫХ НА КРЕМНИИ

<u>Е.В. Луценко¹*</u>, А.Г. Войнилович¹, А.В. Данильчик¹, В.Н. Павловский¹, Н.П. Тарасюк¹,

Г.П. Яблонский¹, H. Kalisch², R.H. Jansen², H. Behmenburg³, Y. Dikme³, B. Schineller³, M. Heuken³

Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь. тел. +(375) 17 2840419, e-mail: e.lutsenko@ifanbel.bas-net.by;

² Institut für Theoretische Elektrotechnik, RWTH Aachen, Kopernikusstr. 16, 52074 Aachen, Germany; ³ AIXTRON AG, Kackertstr. 15-17, 52072 Aachen, Germany.

InGaN/GaN гетероструктуры с множественными квантовыми ямами (МКЯ), выращенные на кремнии, перспективны не только для создания дешевых светодиодов с малым тепловым сопротивлением, но и для инжекционных лазеров. Такие свойства, как качественные зеркала резонатора, получаемые скалыванием, возможность инжекции носителей заряда через подложку, высокая теплопроводность и низкая стоимость подложки делают эти гетероструктуры перспективными для создания дешевых и мощных лазеров. Поглощение излучения InGaN/GaN МКЯ кремниевой подложкой, уменьшающее квантовый выход светодиодов, в случае лазеров может оказывать положительное влияние. Оно проявляется в отсутствии в дальнем и ближнем поле генерации вытекающих в подложку мод, значительно ухудшающих качество лазерного пучка, что встречается, например, в лазерах, выращенных на подложках GaN. Поглощение подложкой также уменьшает порог и увеличивает квантовую эффективность генерации за счет уменьшения сброса инверсии усиленной люминесценцией.

В данной работе исследованы InGaN/GaN МКЯ светодиодные тестовые гетероструктуры, выращенные на подложках кремния с использованием толстого (300 нм) буферного слоя AIN для создания волновода и последующих AlGaN уменьшающих напряжение мультислоев с понижающейся концентрацией алюминия. Дизайн гетероструктур выглядел следующим образом: GaN:Mg(150 nm)/AlGaN(10 nm)/GaN(20 nm)/ 5*{InGaN/GaN:Si} /GaN:Si[†](500 nm)/GaN:Si(200 nm)/GaN(150 nm)/Al_{0.2}Ga_{0.8}N(360 nm)/Al_{0.3}Ga_{0.7}N(150 nm)/Al_{0.5}Ga_{0.5}N(150 nm)/AlN(300 nm)/Si. Все гетероструктуры были выращены в MOVPE реакторах AIXTRON. Варьировались толщина ям (от 0.7 до 4 нм) и барьеров (от 10 до 19.5 нм) гетероструктур при оптическом возбуждении.

Интенсивность фотолюминесценции (ФЛ) всех исследуемых гетероструктур была в 5-10 раз больше интенсивности предыдущих светодиодных тестовых гетероструктур, выращенных без использования толстого слоя AIN [1].



Рис.1. Положение полос ФЛ InGaN/GaN:Si МКЯ светодиодных тестовых гетероструктур, выращенных на подложках кремния, в зависимости от ширины квантовой ямы InGaN и уровня возбуждения (а); спектры излучения с торца резонатора в зависимости от плотности мощности накачки (b)

Явная зависимость положения полосы ФЛ наблюдалась от ширины квантовой ямы (рис. 1a). Как видно из рисунка, по положению полосы ФЛ от ширины ямы InGaN образцы можно разбить на две серии. Внутри серии (1 или 2) при низких уровнях возбуждения излучением He-Cd лазера (0.2 Вт/см²) положение полосы ФЛ практически линейно зависит от ширины ямы InGaN. Это обусловлено увеличением длины волны излучения как за счет квантоворазмерного эффекта Штарка и уменьшения энергии размерного квантования, так и, по-видимому, за счет увеличения степени кластеризации и концентрации индия. Серия 2 отличается от серии 1 меньшим на 50% потоком газа. Как ясно видно из рисунка 1а, уменьшение потока газа приводит не только к коротковолновому сдвигу спектров ФЛ, но и к уменьшение потока газа приводит не только к коротковолновому сдвигу спектров ФЛ, но и к уменьшению наклона зависимости длинноволнового сдвига ФЛ от ширины квантовой ямы. При этом интенсивность ФЛ этой серии больше предыдущей. Такое поведение ФЛ может объясняться уменьшением инкорпорации индия с уменьшением потока газа. Увеличение уровня возбуждения (рис. 1а) приводит к коротковолновому сдвигу ФЛ. Причем, чем больше длина волны ФЛ при низком уровне возбуждения, тем больше ее сдвиг с повышением уровня возбуждения. Данный процесс обусловлен концентрационным экранированием пьезоэлектрических полей и заполнением локализованных состояний, образованных индиевыми кластерами. Все гетероструктуры показали электролюминесценцию с порогом зажигания порядка 2.5-3 В на точечных контактах. Вольтамперные характеристики светодиодов, изготовленных из гетероструктур, имели напряжение отсечки ~2.7-3 В.

Генерация была получена при оптической накачке в зону GaN:Mg излучением азотного лазера, сфокусированным в полоску поперек резонатора. Зеркала резонатора изготавливались скалыванием. Не наблюдалось корреляции между интенсивностью фотолюминесценции, ее энергетическим положением и порогом генерации. Как оказалось, наибольшее влияние на порог генерации оказывали оптические потери, обусловленные рассеянием на пинхолах. Так, минимальный порог генерации оказывали оптические потери, обусловленные рассеянием на пинхолах. Так, минимальный порог генерации оказывали оптические потери, обусловленные рассеянием на пинхолах. Так, минимальный порог генерации оказывали оптические потери, обусловленные рассеянием на пинхолах. Так, минимальный порог генерации оказывали оптические потери, обусловленные рассеянием на пинхолах. Так, минимальный порог генерации оказывали оптические потери, обусловленные рассеянием на пинхолах. Так, минимальный порог генерации оказывали оптические потери, обусловленные рассеянием на пинхолах. Так, минимальный порог генерации оказывали оптические потери, обусловленные рассеянием на пинхолах. Так, минимальный порог генерации оказывали оптические потери, обусловленные рассеянием на пинхолах. Так, минимальный порог генерации ($\lambda \sim 430$ нм) при комнатной температуре (рис. 1b) составил величину ~80 кВт/см² (для резонатора длиной ~1000 мкм), что меньше чем для светодиодных гетероструктур, выращенных на сапфире. Картина дальнего поля генерации состояла из двух симметричных пятен, расположенных под углом примерно 15⁰ относительно плоскости гетероструктуры, что соответствует, как показали расчеты, генерации на поперечной моде первого порядка.

Таким образом, исследованы лазерные и люминесцентные свойства InGaN/GaN МКЯ светодиодных тестовых гетероструктур, выращенных на кремнии. Показано влияние условий роста и толщины квантовых ям на спектры фото- и электролюминесценции. Установлено, что минимальный порог генерации при комнатной температуре ~80 кВт/см². Обсуждаются пороговые условия генерации и внутренние лазерные потери. Предлагается возможный дизайн инжекционных лазеров на кремниевых подложках.

[1] Е.В. Луценко, Тез. докладов 5-й Всероссийской конф. «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы» (Москва, МГУ, 31 Января – 2 Февраля 2007) с. 103.

LOW-THRESHOLD LASER ACTION AT OPTICAL PUMPING AND LUMINESCENCE OF INGaN/GaN ELECTROLUMINESCENT TEST HETEROSTRUCTURES GROWN ON SILICON

<u>E.V. Lutsenko¹</u>*, A.G. Vainilovich¹, A.V. Danilchyk¹, V.N. Pavlovskii¹, N.P. Tarasuk¹, and G.P. Yablonskii¹, H. Kalisch², R.H. Jansen², H. Behmenburg³, Y. Dikme³, B. Schineller³, and M. Heuken³
 ¹ Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Independence Ave, 68, Minsk 220072, Belarus, phone: +(375) 17 2840419, e-mail: e.lutsenko@ifanbel.bas-net.by;
 ² Institut für Theoretische Elektrotechnik, RWTH Aachen, Kopernikusstr. 16, 52074 Aachen, Germany;
 ³ AIXTRON AG, Kackertstr. 15-17, 52072 Aachen, Germany.

Laser and luminescence properties of InGaN/GaN MQW electroluminescent test heterostructures grown on silicon substrates were investigated. The influence of MOCVD growth conditions and the effect of quantum well thickness on photo- and electroluminescence spectra was shown. Minimal laser threshold was established to be ~80 kW/cm² under optical pumping the GaN:Mg cap layer of the heterostructures. Threshold conditions of lasing and internal loss are discussed. A possible injection laser design on silicon substrates is proposed

ДИФРАКТОМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУР GaN/Al₂O₃ (0001)

Дьяконов Л.И., Козлова Ю.П., Марков А.В., <u>Меженный М.В.*</u>, Павлов В.Ф., Югова Т.Г. ФГУП «Гиредмет». Б.Толмачёвский пер., д.5, 119017, Москва, тел. +7(495)2399063, e-mail: icpm@girmet.ru;

Методами рентгеновской дифрактометрии в схеме двухкристального спектрометра исследована структура эпислоев GaN, выращенных на подложках лейкосапфира Al₂O₃ (0001) методом хлоридгидридной газофазной эпитаксии в потоке газа-носителя N₂.

Измерение углов дифракции от слоев GaN различной толщины проводили по угловому положению детектора (с щелью 0,05мм) на максимуме пика дифрагированного пучка в отражениях (0002) и (1105) Сu Ka₁-излучения с использованием Ge (111) кристалла-монохроматора. Погрешность измерений: Δc =0,001 Å и Δa =0,002 Å.

Известно, что при выращивании слоев GaN (кристаллографический класс P6₃mc) на подложку Al₂O₃ (кристаллографический класс R3c) ориентации (0001), атомные плоскости слоев GaN с

d {1100} =2,762 Å выстраиваются параллельно атомным плоскостям { 1210 } подложки Al₂O₃ с

d ($\overline{1210}$) =2,383 Å. Это приводит к повороту на 30° базисной плоскости (0001) кристаллической решетки GaN относительно базисной плоскости (0001) кристаллической решетки Al₂O₃ и деформациям сжатия слоя, вызванных несоответствием ε_p =0,137 в границе раздела слой-подложка межплоскостных расстояний указанных выше атомных плоскостей. К этим деформациям слоя добавляются термодеформации того же знака, вызванные разницей коэффициентов линейного расширения подложки и слоя. При разориентации на угол α атомных плоскостей (0001) подложки относительно ее поверхности имеет место контакт выращиваемого слоя GaN по поверхности атомных ступенек подложки, образовавшихся из-за угловой разориентации. Несоответствие ε_n =0,126 межплоскостных расстояний вдоль оси «с» эпитаксиального слоя GaN ($d_{(0002)}$ =2,593 Å) и подложки Al₂O₃ (d ($_{(0006)}$ =2,165 Å) является дополнительным источником деформации эпитаксиального слоя GaN вызывает разориентацию на угол α атомных плоскостей (0001) слоев GaN относительно атомных плоскостей (0001) подложки Al₂O₃.

Установлено, что дефектность слоя, оцениваемая по величине $b_{h/2}$, растет с увеличением его толщины (до 1 мкм) и угла а. При увеличении толщины слоя свыше 1 мкм уровень дефектности уменьшается. Параметр «с» элементарной решетки GaN коррелирует с уровнем дефектности слоя. Направления углов разориентации γ и а совпадают и их соотношение ($K=\alpha/\gamma$) для тонких слоев близко к 0,2. Для слоев с толщиной, превышающей 9 мкм, зависимость а от γ исчезает: в пределах погрешности измерений ($\Delta\omega=0,005^{\circ}$) $\alpha=0$. Для промежуточных толщин (2 мкм<t<9 мкм) зависимость а от γ уменьшается, что выражается в уменьшении коэффициента К: так при толщине слоя двиой 3 мкм K=0,14.

Согласно общепринятым представлениям [1, 2], возникновение угла разориентации α атомных плоскостей (0001) слоя и подложки связано с генерацией дислокаций несоответствия в границе раздела гетероструктур, и величина этого угла определяется составляющей вектора Бюргерса \vec{b} перпендикулярной дислокации несоответствия, перпендикулярной границе раздела. Анализ изменения параметров **a** и **c** элементарной ячейки показал, что рост толщины слоя приводит к изменениям обоих параметров (аналог тетрагонального искажения кристаллов кубической системы), достигающим максимальных значений $\Delta \mathbf{a} = -0,004$ Å и $\Delta \mathbf{c} = +0,006$ Å для слоя с толщиной равной 1 мкм. При этом упругая составляющая несоответствия $\varepsilon_{\rm ymp}$ =0,0013, что составляет 1% от общего несоответствия слоя $\varepsilon_{\rm p}$ в изучаемой системе. Остальная часть несоответствия $\varepsilon_{\rm p}$ снимается вводом дислокаций несответствия. При дальнейшем росте толщины слоя параметры **a** и **c** элементарной ячейки баN приближаются к параметрам объемного GaN. Однако, упругая уменьшение радиуса кривизны атомных плоскостей (0001) подложки.

Полученные результаты показывают, что в исследованных нами структурах GaN/Al₂O₃ возникновение угла относительной разориентации α базисных плоскостей (0001) слоя и подложки связано с углом разориентации γ атомных плоскостей (0001) подложки относительно ее поверхности и не связано с деформациями несоответствия ε_p=0,137 в границе раздела слой - подложка. Аналогичный эффект наблюдали в работе [3]. Зависимость α от γ логично объяснить деформацией, вызванной несоответствием ε_n=0,126 межплоскостных расстояний с ₀₀₀₀, подложки. Напряжения несоответствия возникают

при сопряжении атомных слоев эпислоя с атомами ступеньки подложки, образовавшейся из-за угла разориентации у. В слоях GaN эпитаксиальных структур GaN/Al₂O₃ (0001) помимо основных источников дислокаций, обусловленых термонапряжениями и напряжением от несоответствия периодов решеток слоя и подложки в границе раздела, существует дополнительный источник дислокаций, возникающий на атомных ступенях, образующихся при угле разориентации у базовой плоскости подложки (0001) относительно ее поверхности. Напряжение несоответствия, которое возникает при взаимодействии эпитаксиального слоя с атомными ступенями на поверхности подложки, приводит к росту плотности дислокаций в области ступенек и к разориентации по углу а базисных плоскостей (0001) слоя относительно базисных плоскостей (0001) подложки. Таким образом, рост уровня дефектности (возрастание bh2) связан с ростом угла а. Качественно объяснение уменьшения угла α и, соответственно, плотности дислокаций с ростом толщины слоя сводится к следующему: с того момента как ступеньки поверхности подложки будут заращены слоем перестает действовать источник дислокаций, ответственных за разориентацию по углу а; напряжения, локализованные источником, перераспределяются по всей толщине слоя и уменьшаются по величине, что приводит к уменьшению величины угла разориентации α вплоть до полного его исчезновения в «толстых» слоях. Такое объяснение имеет силу при условии, что дислокации, ответственные за угол разориентации а, возникают только при охлаждении выращенной структуры. Но тогда в структурах с разной толщиной слоя (например, 9 и 3 мкм) в равноудаленных от гетерограницы областях плотность дислокаций должна быть различной. В слое толщиной 3 мкм на расстоянии 2 мкм от гетерограницы плотность дислокаций должна быть выше, чем в удаленной на 2 мкм области слоя толщиной 9 мкм. Однако, в последнем уровень остаточных упругих напряжений в прилегающей к гетерогранице области доложен быть выше, чем в тонком слое.

[1] С. Амелинкс, Методы прямого наблюдения дислокаций, М. Мир, 1968, с. 52.

- [2] Г.Х. Олсен, М. Эттенберг, Особености получения гетероэпитаксиальных структур типа А₃В₅. Рост кристаллов, в.2, М.Мир, 1981, с. 54, 56.
- [3] X.R.Huang, J.Bay, M.Dudler, Appl.Phys.Lett., 2005, 86, 211916

X-RAY DIFFRACTION STUDY OF GaN/Al₂O₃ (0001) STRUCTURES

Diakonov L.I., Kozlova Y.P., Markov A.V., <u>Mezhennyi M.V.*</u>, Pavlov V.F., Yugova T.G. State Institute of Rare Metals, B.Tolmachevski per., No5, 119017, Moscow, phone. +7(495)2399063, e-mail: icpm@girmet.ru;

Structure of GaN epilayers grown on sapphire Al₂O₃ (0001) substrates by HVPE was studied using Xray diffractometry in scheme of double-crystal spectrometer.

It was shown that there are additional dislocation source apart from main dislocation sources conditioned by thermostresses and stresses from lattice mismatch of layer and substrate on boundary. This additional dislocation source arise on atomic steps formed under disorientation angle γ of basic substrate plane (0001) relatively to its surface. Mismatch stress which appears under jointing epilayer with atomic steps on substrate surface results in disorientation of angle α of basic layer planes (0001) relatively to basic surface planes (0001).

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАЗДЕЛЕНИЕ СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В КВАНТОВЫХ ЯМАХ (In,Ga)N/GaN

<u>А.Н. Пихтин¹*</u>, О.В. Кучерова¹, С.А. Тарасов¹, Х. Липсанен², С. Суйхонен².

¹Санкт-Петербургский Государственный электротехнический университет "ЛЭТИ".

Проф. Попова, 5, 197376, Санкт-Петербург, Россия тел. +7(812)234-3164, e-mail: ANPikhtin@mail.eltech.ru;

 $101. \pm 7(812)234-5104$, e-inall. AirFikinin@inall.enceti.ru,

² Хельсинский Технологический Университет. FIN-02150 ТКК, Хельсинки, Финляндия;

Приборы, основанные на нитриде галлия, весьма перспективны для применения в качестве источников излучения в полноцветных диспляях, высокотемпературной электронике и твердотельных осветительных устройствах. Несоответствие периодов решетки InN и GaN приводит к возникновению ряда интересных эффектов в гетероструктурах с квантовыми ямами (КЯ), таких как, например, появление сильного внутреннего электрического поля из-за пьезоэффектов на гетерогранице InGaN/GaN.

Представлены первые экспериментальные наблюдения пространственного разделения неравновесных электронов и дырок в квантовых ямах (In,Ga)N/GaN, вызванного внешним возбуждением и большим внутренним электрическим полем. Обсуждается влияние разделения на свойства светодиодов.

Исследовались светодиодные структуры на основе In_{0.12}Ga_{0.88}N/GaN, выращенные на (0001) сапфировой подложке в установке "3х2" МОVPE вертикального осаждения. Образцы содержали область множественных квантовых ям (МКЯ), состоящую из 10 пар слоев InGaN толщиной 3.8 нм и GaN-барьеров толщиной 25 нм. Концентрация носителей заряда в легированных магнием p-GaN слоях и кремнием n-GaN были 3·10¹⁷ сm⁻³ и 6·10¹⁸ сm⁻³ соответственно. Детали процесса MOVPE представлены в [1].

Тонкие слои InGaN согласованно выращивались на толстых слоях GaN вдоль [0001], и имели биаксиальное напряжение перпендикулярно [0001]. Электрическое поле в напряженных слоях, вызванное пьезоэлектрическими эффектами, изменяло потенциал КЯ, сдвигая электронные и дырочные энергетические уровни и трансформируя их волновые функции (квантовый эффект Штарка).

Распределение носителей заряда в представленных структурах может кардинально меняться при отсутствии и наличии возбуждения. Электроны и дырки, сгенерированные светом или инжекцией неосновных носителей заряда разделяются внутренним электрическим полем к противоположным стенкам КЯ. Когда интенсивность возбуждения мала, вероятность электронно-дырочной рекомбинации также очень невелика и возможно накопление электронов и дырок в разных частях квантовой ямы.

Наши расчеты показали, что в исследуемых КЯ вероятности 11h-оптических переходов, включая экситонные эффекты, уменьшается более чем в 10 раз в электрическом поле превышающем 0,1 MB/см.

Для наблюдения разделения носителей заряда были проведены емкостные измерения с помощью компьютеризированной установки на базе моста МЦЕ-13АМ, позволяющей проводить измерения при прямом смещении. Профиль концентрации основных носителей заряда в гетероструктурах определялся с помощью стандартной процедуры численного дифференцирования экспериментальных вольт-фарадных характеристик.

Две особенности наблюдались в емкостных характеристиках при (1-1.5) В и при (2-2.5) В в различных образцах. Эти особенности, находящиеся на расстоянии около 2 нм друг от друга, соответствуют пикам в концентрационном профиле. Это расстояние меньше, чем ширина квантовой ямы и соответствует пространственному разделению электронов и дырок. Следует отметить, что Дебаевская длина экранирования, обычно ограничивающая точность емкостных измерений в селективно-легированных полупроводниках, не снижает пространственное разрешение в КЯ. Это позволило проводить измерения с субдебаевским разрешением.

Важно, что освещение структур сдвигает плато в емкостных характеристиках в соответствии с изменением области объемного заряда. Аккумуляция электронов и дырок на различных стенках КЯ формирует внутреннее электрическое поле похожее на поле в электрическом конденсаторе. Это поле противоположно пьезоэлектрическому полю. Определена двумерная плотность носителей в конденсаторе $\sigma = n_{2D} \approx 2 \cdot 10^{11}$ сm⁻² и электрическое поле ~ 30 кВ/см. Эта величина много меньше, чем пьезоэлектрическое поле для тонких слоев InGaN, выращенных с периодом решетки, задаваемым слоями GaN.

Решеточная релаксация в МКЯ и влияние дислокаций, наблюдаемые в наших образцах, ослаблены биаксиальными напряжениями и пьезоэлектрическим полем. Когда интенсивность возбуждения возрастает, увеличение поля снижает пьезоэлектрическое поле внутри КЯ. Это стимулирует трансформацию электронных и дырочных волновых функций и приводит к увеличению излучательной рекомбинации в КЯ.

Подтверждением высказанной гипотезы служат нелинейности, наблюдаемые в выходных характеристиках светодиодов в области малых токов. Полученные результаты подтверждают это предположение. Фактически, при инжекционном токе менее 30 мкА мы не наблюдали излучательную рекомбинацию в представленных образцах.

Наблюдался существенный сдвиг энергии максимума спектральных характеристик, вызванных сдвигом энергетических уровней. Важно, что сдвиг наиболее заметен при очень малых токах инжекции в той же самой области прямых токов, где было обнаружено пространственное разделение носителей заряда. При высоком возбуждении излучательная рекомбинация доминирует и сводит на нет разделение электронов и дырок в КЯ. По этой причине ватт-амперные характеристики были практически линейны и спектральный сдвиг был минимален при прямых токах превышающих 0,5 мА.

Работа выполнена при поддержке гранта "Поддержка научного потенциала Высшей школы" (контракт РНП-2.1.2 1716)

 S. Suihkonen, O. Svensk, T. Lang, H. Lipsanen, M. A. Odnoblyudov and V. E. Bougrov. 2007, J. Cryst. Growth, 298

FREE CARRIERS SPATIAL SEPARATION INSIDE (IN,GA)N/GAN QUANTUM WELL

 <u>A.N. Pikhtin</u>¹*, O.V. Kucherova¹, S.A. Tarasov¹, H. Lipsanen², S. Suihkonen²
 ¹ Department of Microelectronics, St. Petersburg Electrotechnical University, Prof. Popova st., 197376, St. Petersburg, Russia.
 phone +7(812)234-3164, e-mail: ANPikhtin@mail.eltech.ru;
 ² Helsinki University of Technology, FIN–02150 TKK, Finland.

The first experimental observation on spatial separation of electrons and holes induced by high internal electric field inside $3.8 \text{ nm In}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{N/GaN}$ quantum well has been demonstrated by C-V profiling. Some new effects due to shift of electron and hole energy levels and transformation of their wave functions induced by excitation has been shown. Spectral shift of luminescence and nonlinearities in Watt-Ampere characteristics in the low current region confirm C-V measurements data. It is important, that the most noticeable shift occur at very small injection current just in the same region of forward bias where the double structure in the free carrier's distribution was observed.

НЕОДНОРОДНОСТИ ЛЕГИРОВАНИЯ И ВЛИЯНИЕ ТОЛЩИНЫ НА СТРУКТУРНОЕ СОВЕРШЕНСТВО И СПЕКТРЫ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ В ПЛЁНКАХ НИТРИДА ГАЛЛИЯ, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ ELOG НА САПФИРЕ

<u>А.Я. Поляков</u>¹*, Н.Б. Смирнов¹, А.В. Говорков¹, А.В. Марков¹, Е.Б. Якимов², П.С. Вергелес², In-Hwan Lee³, S.J. Pearton⁴.

¹ ФГУП "Гиредмет", Москва, 119017, Б. Толмачёвский пер., д. 5, тел. +7(495)2399090,

e-mail: polyakov@girmet.ru;

² ИПТМ РАН, Черноголовка, 142432;

³ School of Advanced Materials Engineering and Research Center for Advanced Materials Development, Engineering College, Chonbuk National University, Chonju 561-756, Korea;

⁴ Department of Materials Science and Engineering, University of Florida, Gainesville, 32611, USA

Исследованы характеристики дефектов, распределение доноров, спектры глубоких центров в группе нелегированных и легированных кремнием образцов нитрида галлия, выращенных методом ELOG на базовой плоскости сапфира. Для характеризации образцов использовались методы BФХ, наведённого тока (HT), PCГУ с электрическим и оптическим возбуждением. Показано, что концентрация доноров в областях латерального роста примерно втрое выше, чем в области нормального роста, что связывается с анизотропией распределения кремниевых доноров. Установлено, что концентрация доноров, измеренная из BФХ, близка к концентрации доноров в областях латерального методом HT. Обнаружен сильный изгиб зон вблизи середины латерального роста измеренной методом HT. Обнаружен сильный изгиб зон вблизи харяда даже вне области пространственного заряда диода Шоттки и аномально протяженным хвостам распределения сигнала HT. Эффект подавляется с ростом уровня легирования образцов.

При изучении картин распределения сигнала НТ по площади образцов выяснилось, что для плёнок тоньше 9 мкм в области латерального роста сохраняется довольно высокая плотность дефектов, которые, по всей видимости, являются дислокационными полупетлями, описанными ранее в экспериментах с ПЭМ. При толщине плёнок выше 12 мкм такие дефекты исчезают, а остаются лишь торчковые дислокации с невысокой плотностью около 5×10⁶ см⁻².

Увеличение толщины слоя также приводит к сильному уменьшению концентрации остаточных доноров и концентрации электронных и дырочных ловушек, что коррелирует с изменением дефектности плёнок. Увеличение уровня легирования донорами серьёзно уменьшает концентрацию основных электронных ловушек с энергией активации 0,6 эВ и усиливает образование дырочных ловушек с энергией активации 0,85 эВ.

Работа в ФГУП «Гиредмет» выполнялась при поддержке РФФИ (гранты №08-02-00058а и №07-02-00408а) и МНТЦ (грант №3029)

DOPING NON-UNIFORMITIES AND THE INFLUENCE OF LAYER THICKNESS ON CRYSTALLINE QUALITY AND DEEP TRAPS SPECTRA IN ELOG GaN FILMS GROWN ON SAPPHIRE

<u>A.Y. Polyakov</u>¹*, N.B. Smirnov¹, A.V. Govorkov¹, A.V. Markov¹, E.B. Yakimov², P.S. Vergeles², In-Hwan Lee³, S.J. Pearton⁴.

¹Institute of Rare Metals, Moscow, 119017, B. Tolmachevsky, 5, phone: +7(495)2399090,

e-mail: polyakov@girmet.ru;

² IMT RAS, Chernogolovka, 142432;

³ School of Advanced Materials Engineering and Research Center for Advanced Materials Development,

Engineering College, Chonbuk National University, Chonju 561-756, Korea;

⁴ Department of Materials Science and Engineering, University of Florida, Gainesville, 32611, USA

Donor doping uniformity and deep traps spectra were studied by means of C-V profiling, EBIC and DLTS measurements on a group of undoped and Si doped ELOG GaN films with various thicknesses. It is shown that the donor concentration is several times higher in the laterally overgrown regions compared to the regions of normal growth. C-V donor concentration is shown to be close to the donor concentration determined by EBIC in the laterally overgrown GaN. A strong band bending near the ELOG wings coalescence region was found in EBIC measurements, but the effect is suppressed with increasing Si doping. For films thinner than 9 μ m the structure is dominated by a large number of dislocation half-loops while for thick (12 μ m) films only a low (~5×10⁶ cm²) density of threading dislocations remains. The deep traps spectra changes with thickness correlate with changes in extended defects density.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И СТРУКТУРНЫЕ ДЕФЕКТЫ В НЕЛЕГИРОВАННЫХ НЕПОЛЯРНЫХ ПЛЁНКАХ m-GaN, ВЫРАЩЕННЫХ НА m-SiC ПОДЛОЖКАХ СТАНДАРТНЫМ МЕТОДОМ МОСVD, А ТАКЖЕ МЕТОДОМ СЕЛЕКТИВНОГО ЛАТЕРАЛЬНОГО ЗАРАЩИВАНИЯ

<u>А.Я. Поляков</u>¹*, Н.Б. Смирнов¹, А.В. Говорков¹, А.В. Марков¹, Т.Г. Югова¹, Е.А. Петрова¹, Е.Б. Якимов², П.С. Вергелес², Н. Amano³, Т. Kawashima³.

¹ ФГУП "Гиредмет», Москва, 119017, Б. Толмачёвский пер., д. 5, тел. +7(495)2399090,

e-mail: polyakov@girmet.ru;

² ИПТМ РАН, Черноголовка, 142432;

³ Department of Materials Science and Engineering, Meijo University, Nagoya, Japan,

e-mail: amano@ccmfs.meijo-u.ac.jp

Изучены электрические свойства и характер дефектов в плёнках GaN, выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии на полуизолирующих подложках m-SiC (ориентация (1-100)). Исследованы 4 типа нелегированных структур: 1) однослойные плёнки с толшиной 1.3 мкм. полученные при отношении потоков V/III, равном 1000, 2) двуслойные плёнки, в которых второй слой нарощен на структуру типа 1 при отношении V/III=250, 3) толстые плёнки, выращенные на структурах типа 2, в которых были вытравлены до подложки канавки шириной 3 мкм с шагом 3 мкм (структуры ELO). 4) структуры подобные структурам типа 3, но с поверхностью дорожек, закрытой SiO₂ (структуры SELO). Все структуры имели ориентацию (1-100) при направлении латерального роста [0001]. Структуры первого типа были высокоомными, с уровнем Ферми, закреплённым около E_c-0.6-0.7 эВ. Измерение спектров PICTS указывает на присутствие ловушек с энергией активации 0.25 эВ, 0.6 эВ, 0.9 эВ. Структуры второго типа были более проводящими, с преобладающими электронными ловушками с энергией активации 0.25 эВ и 0.5-0.6 эВ, концентрация которых была близка к 10¹⁶ см⁻³. Селективное травление структур типа 2 в смеси КОН/NaOH эвтектического состава показало высокую (более 10⁹ см⁻²) плотность треугольных ямок травления, которые мы связываем с дислокациями. Аналогичное селективное травление структур ELO выявляет широкие (5-6 мкм) полосы со сравнительно низкой плотностью дислокаций порядка 10⁸ см⁻² (области латерального роста), к которым примыкают области с очень высокой плотностью дислокаций выше 10° см⁻². Измерения картин распределения интенсивности по поверхности в режиме наведённого тока также выявило присутствие двух областей с высокой и низкой плотностью тёмных дефектов, плотность которых сопоставима с плотностью ямок травления в соответствующих областях. ВФХ таких структур показывают присутствие доноров с концентрацией несколько единиц на 10¹⁵ см⁻³ и трёх основных электронных ловушек с энергиями активации 0.2 эВ, 0.6 эВ и 0.9 эВ и концентрацией около 10¹⁴ см⁻³.

Селективное травление образцов SELO показало, что области латерального роста перекрывают практически всю поверхность образца. Плотность дислокаций в таких областях низкая, причём дислокации зачастую образуют скопления. Средняя плотность дислокаций в скоплениях около 10⁸ см⁻², хотя средняя плотность ямок травления по образцу ниже. Электрические характеристики и спектры глубоких уровней в m-SELO GaN очень похожи на свойства образцов ELO. Интенсивность люминесценции возрастает в ряду: структуры 2-го типа, ELO, SELO, но при оценке важности этого обстоятельства следует учитывать разницу в концентрации остаточных доноров в разных структурах. В целом, использование техники латерального заращивания позволяет заметно снизить плотность протяженных дефектов в образце, а для образцов SELO-приблизиться к уровню плотности дефектов, сопоставимому с плотностью дислокаций в не слишком толстых образцах (0001) ELOG GaN. Однако концентрация глубоких уровней пока значительно выше в неполярном m-GaN, что, по-видимому, объясняет худшие характеристики неполярных светодиодных структур, даже несмотря на выигрыши в подавлении пьезоэлектрических полей.

Работа в ФГУП «Гиредмет» выполнялась при поддержке РФФИ (гранты №08-02-00058a, 07-02-13523-офи-ц, №07-02-00408a и 06-02-16212a) и МНТЦ (грант №3029)

ELECTRICAL PROPERTIES AND DEFECT STRUCTURE OF UNDOPED NON_POLAR m -GaN ON m-SiC FILMS GROWN BY STANDARD MOCVD AND BY LATERAL OVERGROWTH

<u>A.Y. Polyakov</u>¹*, N.B. Smirnov¹, A.V. Govorkov¹, A.V. Markov¹, T.G. Yugova¹, E.A. Petrova¹, E.B. Yakimov², P.S. Vergeles², H. Amano³, T. Kawashima³.

¹ Institute of Rare Metals, Moscow, 119017, B.Tolmachevsky, 5, phone: +7(495)2399090, e-mail: polyakov@girmet.ru;

² IMT RAS, Chernogolovka, 142432;

³ Department of Materials Science and Engineering, Meijo University, Nagoya, Japan,

e-mail: amano@ccmfs.meijo-u.ac.jp

Electrical and structural properties of undoped non-polar m-GaN on m-SiC films were studied by means of I-V, I-T, C-V profiling, DLTS, EBIC and selective etching measurements. The films were grown by standard MOCVD with various V/III ratios (250 and 1000) (also used as templates for lateral overgrowth), by lateral overgrowth (ELO) or by selective lateral overgrowth (SELO). It is shown that the template MOCVD layers are semi-insulating n-type with the Fermi level pinned near E_c -0.6-0.7 eV for V/III=1000 and semi-conducting, with the Fermi level pinned near E_c -0.2 eV and a high (~10¹⁶ cm⁻³) density of E_c -0.6 eV traps for V/III=250. ELO and SELO films are conducting, with electron concentration ~ 10¹⁵ cm⁻³ and with dominant electron traps E_c -0.2 eV, E_c -0.6 eV and E_c -0.9 eV with a relatively high concentration ~10¹⁴ cm⁻³. The dislocation density in the template layers was found to be ~10⁹ cm⁻² by selective etching and EBIC. It was on the order of 10⁸ cm⁻² in the laterally overgrown regions of ELO films. In SELO samples the dislocations formed clumps and bands with the local density around 10⁸ cm⁻² while the average dislocation density was much lower.

НАПРЯЖЕНИЯ И ДЕФОРМАЦИИ В a-InN НА r-САПФИРЕ

<u>В.В.Ратников</u>*, Р.Н.Кютт

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, ул..Политехническая 26, 194021, С-Петербург, Россия, тел. 515-92-38, e-mail: ratnikov@mail.ioffe.ru;

В последнее время исследование III-N эпитаксиальных структур (ЭС), выращенных в неполярных направлениях, вызывает повышенный интерес в связи с возможностью получения структур без сильной встроенной спонтанной поляризации, характерной для ЭС, выращенных в полярном направлении *с*. Важной задачей являются исследования поведения напряжений и их релаксации в таких ЭС как при температуре роста, так и при их последующем охлаждении до комнатной температуры. В сравнении с ЭС, выращенными на базовой плоскости 0001 сапфира, поведение напряжений и их релаксация в а- и г- ЭС 3-нитридах носит более сложный характер из-за различия в степени несоответствия параметров решетки (ПР) и коэффициентов температурного расширения (КТР) ЭС и сапфира в разных направлениях в плоскости роста образцов, а также механизма релаксации возникающих напряжений.

В настоящей работе приводятся результаты измерения макроизгиба ЭС InN с различными буферными слоями на двухкристальном рентгеновском дифрактометре (ДКД). Анализ напряжений и деформаций проводится в рамках теории упругости для *ex situ* ЭС и дается оценка степени релаксации напряжений несоответствия при температуре роста.

Образцы и методика эксперимента

Исследовалось 3 образца a-InN (11-20) на г- сапфире (10-12). Для 2-х образцов на г-сапфире вначале выращивался тонкий низкотемпературный буферный слой LT InN (T = 350°C), затем или непосредственно на этом буфере (образец 1), или на выращенном на нем дополнительном тонком слое AlN (образец 2) выращивался ЭС InN толщиной 1.2 мкм (T_{рост} = 500°C). Образец 3 толщиной 1.0 мкм был выращен на буфере AlN (0.1 мкм) + GaN (0.3 мкм).

О напряжениях в ЭС судили по измерениям на ДКД радиуса кривизны R, получаемого из наклона зависимости углового положения максимума интенсивности брегговского отражения (10-12) от сапфира под ЭС при прецизионном сканировании образцов в рентгеновском пучке [1]. Измерения проводились вдоль 2-х взаимно перпендикулярных направлений, лежащих в плоскости поверхности образца – [0001] (вдоль оси с) и [1-100] (вдоль оси а).

Результаты и обсуждение

a) <u>Остаточные деформации</u>. Предварительные рентгеновские измерения показали, что для выросших ЭС имеют место эпитаксиальные соотношения

[1-100]_{InN} || [11-20]_{сапфир} и [0001]_{InN} || [-1101]_{сапфир},

характерные для эпитаксиальной ориентации 3-нитридов на г – сапфире. Т.о., полярная ось с лежит в плоскости поверхности образцов.

Измерения смещения положения брегтовского пика отражения (10-12) от подложки сапфира под ЭС при сканировании образцов в пучке РЛ вдоль направлений [0001] и [1-100] показали, что для образцов 1 и 2 изгиб вдоль направления [1-100] – выпуклый, а вдоль [0001] – вогнутый, для обоих образцов и выбранных направлений – сферический (однородный). Т.е. вдоль [1-100] направления действуют сжимающие напряжения а вдоль [0001] - растягивающие. В то же время для образца 3 в обоих направлениях изгиба нет.

Расчет напряжений $\sigma_{<a, c>}$ проводился по формуле Стоуни и из полученных значений рассчитывались остаточные деформации вдоль лежащих в плоскости образца направлений *a* и *c* по

$$\varepsilon_{\langle a, c \rangle} = \left[(1 - \nu) / E \right]_{InN} \sigma_{\langle a, c \rangle}$$
(1)

Деформация по нормали к поверхности (вдоль [11-20]) равна

$$\epsilon_{\perp} = - (C_{12} \epsilon_{} - C_{13} \epsilon_{}\) / C_{11}$$
 (2)

Рассчитанная таким образом *ε*⊥ даст изменение *а* вдоль нормали к поверхности. По (1) рассчитывается изменение межплоскостного расстояния *с* вдоль поверхности (см. табл.).

Таблица

1	2		
образец	$\epsilon_{[1-100]} 10^{-3}/$	$\epsilon_{[0001]} 10^{-3}/$	$\epsilon_{[11-20]} 10^{-3}$
	$d_{(1-100)}(A)$	c (A)	(паралл n) /
	(вдоль поверхн)	(вдоль поверхн)	a (A)
			(т поверхн)
1	- 6.7 /	+11.3 /	+8.11 /
	3.04287	5.76717	3.56612
2	-2.148 / 3.05681	+0.972 /	+ 1.507 / 3.54276
		5.70827	(а⊥ пов)
		(с пов)	
3	0 /	0 /	0 /
	3.06344	5.70273	3.53743

В качестве стандартных ПР для InN взяты значения а = 3.53743 A и с = 5.70273 A при 298°С [2] Результаты измерений показали существенное снижение остаточных напряжений в ЭС при введении дополнительного тонкого буферного слоя AIN (обр 2): сжимающие напряжения вдоль [1-100] уменьшились в 3 раза в сравнении с образцом 1 (только LT InN- буфер), а растятивающие напряжения вдоль [0001] снизились более ,чем на порядок. Деформация по нормали к поверхности (вдоль [11-20]) в обоих образцах положительна, но также более чем в 5 раз ниже для образца со слоем AIN. В то же время рост InN на буферном слое AIN (0.1 мкм) + GaN (0.3 мкм) дает образцы без макроизгиба, т.е. остаточных напряжений и деформаций в них нет (предполагается, что исходная для роста подложка сапфира – плоская).

б) <u>Релаксация напряжений несоответствия при температуре роста</u>. Для определения степени релаксации напряжений несоответствия решеток InN и сапфира при температуре роста мы рассчитали термодеформацию InN в тех же, что и при измерениях R, двух направлениях по

$$\varepsilon_{\langle a, c \rangle}(t) = (\delta \alpha)_{\langle a, c \rangle} \Delta T$$
, (3)

Расчет показывает, что степень релаксации напряжений несоответствия растет от образца 1 к образцу 3, достигая для последнего 96.6% для *a*_[11-20] и 98.9% для *c*_[0001].

G.A.Rozgonyi and T.J.Ciesielka, Rev.Sci.Instrum. 44, 1053 (1973)
 K.Wang and R.R.Reeber APL, 79, 11, 1602-04 (2001)

STRESSES AND STRAINS IN a-InN ON r-SAPPHIRE

V.V.Ratnikov, R.N.Kyutt

Ioffe Physico-Technical Institute RAS, 26 Polytekhnicheskaya, St Petersburg, 194021, Russian Federation phone. 515-92-38, e-mail: ratnikov@mail.ioffe.ru;

The stresses and strains are studied in epitaxial layers of a-InN on r-sapphire depending on buffer layers. The analysis is based on curvature measurements on X-ray double-crystal diffractometer. The compressive stresses along [1-100] and tensile stresses along [0001] for samples with LH-InN buffer layers are revealed. The stress level becomes lower as the thin AlN layer is added. The samples with AlN + GaN buffer are not stressed and have the maximal relaxation level of misfit stresses at the growth temperature.

ВЛИЯНИЕ ДЕФЕКТОВ НА ТУННЕЛЬНЫЙ ТОК В СТРУКТУРАХ w-GAN/AlGaN(0001)

¹<u>А.Н. Разжувалов</u>^{*}, С.Н. Гриняев².

¹ОСП «Сибирский физико-технический институт Томского госуниверситета». пл. Новособорная 1, 634050, г. Томск, e-mail: shuvalov@phys.tsu.ru;

²Томский политехнический университет. ул.Ленина 30, 634050, г.Томск, e-mail: gsn@phys.tsu.ru;

С влиянием дефектов связывают бистабильность, широкую петлю гистерезиса и деградацию пиков туннельного тока в нитридных структурах [1]. Детальная природа этих дефектов не известна. Полагают, что в роли таких дефектов могут выступать вакансии азота V_N или дислокации. Недавнее исследование проводимости с использованием иглы атомно-силового микроскопа [2] выявило наличие высокотокового (~10 mA) и низкотокового (~0.03 mA) «уровней», отвечающих измерениям с широким контактом (порядка ширины мезы) и микроскопическим контактом Шоттки соответственно. Не зависящий от ширины квантовой ямы высокотоковый «уровень» испытывает большие флуктудии, поэтому он объяснялся утечкой через дислокации. Низкотоковый «уровень» имеет характерное для туннелирования поведение от ширины ямы при V>0 и обладает всеми особенностями, связываемыми с дефектами.

Влиянием дефектов объясняются и токи утечки в барьерах Шоттки. Введение локализованных вблизи границы металл/полупроводник дефектов с поверхностной концентрацией n~10¹³ cm⁻² и энергией E_d=0.25 eV позволило достичь согласия с экспериментом [3].

В настоящей работе исследовано влияние глубоких центров на туннельный ток в двухбарьерной структуре w-GaN/AlN(1c₁)/GaN(1c₂)/AlN(1c₁)/GaN (0001) со спейсер слоями из GaN. Размеры слоев структуры аналогичны [2].

Туннельный ток находился подобно [4] на основе самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона. Движение электронов в легированных Si ($N_d=10^{19}$ cm⁻³, $E_d=0.031$ eV) контактах, описывалось в полуклассическом приближении, внутри нелегированных спейсер слоев и двухбарьерной структуры - квантовым образом в баллистическом приближении. Поверхностные заряды, вызванные спонтанной поляризацией и пьезоэффектом, располагались в слоях толщиной в один монослой вблизи гетерограниц с концентрацией $n \sim 5.6*10^{13}$ cm⁻², определенной из расчета [5].

На рис.1 приведены результаты расчета туннельного тока для различных распределений и уровней дефектов. Пики тока обусловлены резонансом в квантовой яме. В случае отсутствия глубоких центров (рис.1a) пикам тока отвечают напряжения $V_{+} = 2.8$ V и $V_{-} = -1.6$ V, причем при V>0 пиковый ток (3.6·10⁴A/cm²) гораздо больше тока при V<0 (1.5·10²A/cm²) вследствие большей прозрачности структуры. Эти результаты отличаются от данных [2], где при V<-3V наблюдается скачкообразный переход между двумя токовыми состояниями, а при V>0 возникает гистерезис с пиком при V~(1.5÷2.0)V. Показано [2], что с увеличением ширины ямы значение тока на обратной ветви при V>0 уменьшается, что свидетельствует о туннельной природе тока. В тоже время бистабильность и временная зависимость тока указывают на влияние электронных ловушек. Поэтому были проведены расчеты, в которых учитывались состояния глубоких центров, распределенных 1) однородно в слоях GaN с концентрацией 5·10¹⁷ ст⁻³ и энергией уровня нейтральной вакансии азота $E_d = 0.51$ eV над дном зоны проводимости GaN [6] (рис.1b), 2) неоднородно, с экспоненциальным спаданием от границы концентрации некоторых дефектов, уровень которых находится в запрещенной зоне подобно [3] (рис.1с), 3) также, как и в случае 2), но с учетом изменения их зарядового состояния (рис.1d). В случае однородного распределения дефектов j(V) характеристика практически не меняется ($V_+ = 2.4$ V, $V_- = -1.6$ V) вследствие малого изменения электронного потенциала при небольших концентрациях V_N.

При неоднородном распределении и большей концентрации дефектов, потенциал структуры становится более симметричным, туннельный ток меняется существенно. Значения напряжений (V_+ = 1.2 V, V_- = -2.1 V) и пиковых токов (j_+ = 4.97 · 10⁵ A/cm², j_- =2.2 · 10⁵ A/cm²) сближаются из-за частичной компенсации отрицательного поляризационного заряда ионизованными донорами. Это приводит к лучшему согласию с данными [2] по положению пика тока при V>0. Однако остальные особенности туннельного тока [2] не воспроизводятся. В тоже время наличие выражений петли гистерезиса [2] свидетельствует о существенном изменении потенциала, вызванного перераспределением заряда. Как показано в [4], такое перераспределение происходит в момент скачка тока, а гистерезис возникает за счет убыли заряда в яме, причем его петля становится особенно широкой, если при скачке тока происходит переключение на параметры другого резонанса. У рассматриваемой структуры имеется лишь один резонансный уровень, поэтому существование широкой петли гистерезиса должно объясняться другим механизмом.

Анализ потенциальной энергии и глубоких уровней в слоях структуры показывает, что при



Рис.1 Туннельный ток в двухбарьерной структуре: а) при отсутствии глубоких центров; b) при однородном распределении вакансий азота; c) при неоднородном распределении дефектов, как в [3]; d) тех же дефектов, как и в c), но с учетом изменения их зарядового состояния.



Рис.2. Электронный потенциал W при напряжениях V = 0.9 V (сплошная линия) и V = 1 V (пунктир), отвечающих моменту перезарядки глубоких центров $Z^{-1} \rightarrow Z^{+1}$. На вставке распределение положительно (темные линии) и отрицательно (серые линии) заряженных центров

некотором напряжении происходит выравнивание этих уровней с квазиуровнем Ферми эмиттера F_{em} . Наибольшие изменения происходят с уровнями дефектов в области коллектора. Поэтому следует ожидать, что такие дефекты в момент выравнивания их уровня с F_{em} будут заполняться электронами и менять свое зарядовое состояние. Были проведены расчеты, учитывающие изменение зарядового состояния дефектов. Для вакансий азота результаты расчета при V>0 дали лишь монотонный рост туннельного тока. Наблюдаемые в [2] особенности тока удалось отчасти воспроизвести, если глубокий уровень расположить внутри запрещенной зоны с энергией, близкой к [3] (рис.1d). В таком случае в туннельном токе возникает петля гистерезиса, появление которой связано с запаздыванием компенсации провала потенциала (~0.6 eV, рис.2), возникшего на прямой ветви при перезарядке (с Z^{-1} на Z^{-1}) центров. Положение пика тока и наличие гистерезиса согласуются с данными [2]. Однако соотношение токов на прямой и обратной ветви, и положение петлия гистерезиса отличаются от [2], что возможно связано с меньшей энергией залегания глубоких уровне токов.

Таким образом, туннельный ток существенно зависит от природы дефектов через положение их уровней, зарядовое состояние, пространственное распределение и концентрацию. Возникновение гистерезиса тока за счет перезарядки глубоких центров является новым механизмом данного явления.

[1] C.T.Foxon, S.V.Novikov, A.E.Belyaev. Phys. St. Sol., C 0, 2389 (2003).

[2] S.Leconte, S.Golka, G.Pozzovivo, G.Strasser, T.Remmele, et al. Phys. St. Sol., C 5, 431 (2008).

[3] T.Hashizume, J.Kotani, H.Hasegawa. Appl.Phys.Lett., 4, 4884 (2004).

[4] А.Н.Разжувалов, С.Н.Гриняев. ФТП, 42, 595 (2008).

[5] F.Bernardini, V.Fiorentini. Phys.Rev. B57, 16, R9427 (1998).

[6] В.Н.Брудный, С.Н.Гриняев, Н.Г.Колин. Изв.Вузов, Физика, 49, 75, (2006).

DEFECTS INFLUENCE ON THE TUNNEL CURRENT IN (0001) w-GAN/AIGaN STRUCTURES

A.N. Razzhuvalov¹, S.N. Grinyaev².

¹Siberian physico-technical institute at the Tomsk state university . Novosobornaya sq. 1, 634050, Tomsk, e-mail: shuvalov@phys.tsu.ru;

²Tomsk polytechnical university. Lenina st. 30, 634050, Tomsk, e-mail: gsn@phys.tsu.ru;

Influence of defects tunnel current two-barrier on in structure а w- GaN/AlN(1c₁)/GaN(1c₂)/AlN(1c₁)/GaN (0001) depending on position of their deep levels, concentration, distribution and a charging state is investigated. It is shown, that recharge defects in the field of a collector during the moment of a lignment of a deep level with a level of a band of conductivity of the emitter leads to occurrence of a hysteresis of a current. The best consent with experiment turns out at nonuniform, exponential falling down from heteroboundary with barriers distribution of defects which levels are located a little below a band of conductivity GaN.

ELECTRICAL AND OPTICAL PROPERTIES OF GALLIUM NITRIDE STUDIED BY SURFACE PHOTOVOLTAGE AND PHOTOLUMINESCENCE TECHNIQUES

M. A. Reshchikov*, M. Fousekis, and A. A. Baski

Physics Department, Virginia Commonwealth University, 1020 W. Main St. Richmond, VA, U.S.A., *e-mail: mreshchi@vcu.edu

In spite of tremendous progress and success in the development of nitride semiconductors, the detrimental effect of surfaces and interfaces on the electrical and optical properties of materials and devices based on these semiconductors is often underestimated. Compared to the wealth of information now available on the bulk properties of GaN, there is only a small amount of useful and reliable information on the surface properties. In particular, it is well established that undoped or *n*-type doped GaN always demonstrates an upward band bending of the order of 1 eV near the surface, due to negative charge at the surface. The charge may appear due to spontaneous polarization, formation of surface states (dangling bonds, segregated impurities, adatoms, surface reconstruction, etc.), adsorption of ambient species, and charged defects in a native oxide layer. Very slow processes can take place related to the formation or removal of surface states, desorption or adsorption of charged species, or redistribution of charges between the surface and bulk, causing unstable behavior of measured values, current collapse, device degradation, and failure.

We estimated the value of band bending at the surface and its change caused by illumination (photovoltage), temperature, and ambient in an original set-up based on an ultra-high-vacuum Kelvin probe system combined with an optical cryostat. The results were compared with results of photoluminescence (PL) studies conducted in the same conditions. These two complementary techniques provide independent information about surface potential and its effect on carrier recombination in conditions of optical excitation. Photovoltage (PV) and PL spectra were studied in undoped GaN layers grown by molecular beam epitaxy on *c*-plane sapphire substrate. The measurements were done at temperatures of 295 and 400 K, in vacuum and air ambient, and at different light intensities.

We observed the PV signal at photon energies above 1.3 -1.5 eV (Fig. 1). The PV reached the value of 0.7 V at photon energies close to the GaN bandgap, indicating that initial (dark) upward band bending decreased at least by 0.7 eV under the UV light with a power density of about 0.03 W/cm². Note that in the range from10⁻⁹ to 10⁻² W/cm² PV increased as logarithm of light power. Transients of the PV (fall of the near-surface barrier under continuous illumination and its rise after the light is switched off) strongly depended on intensity and wavelength of light, temperature, and ambient. In air ambient and room temperature, the PV signal under near-band-edge illumination increased quickly to maximum and then gradually decayed while illumination of the sample continued. In contrast, in vacuum and room temperature, the PV signal continuously and slowly (during two hours) increased under UV illumination. To explain these effects we proposed that in air the UV light assists adsorption (photo-induced adsorption) whereas in vacuum it causes desorption of negatively charged species from the surface. These observations are consistent with transients of PL under continuous illumination with a UV laser: in air PL intensity gradually decreases, whereas in vacuum it increases. In conditions of PL the upward band bending in *n*-type GaN decreases due to separation of photogenerated electrons and holes and accumulation of the latter at the surface. However, the UV light also changes the "fixed" component of the surface charge through photo-induced adsorption or desorption of ionized species. The adsorption of negatively charged species raises the surface potential height and the depletion width (and therefore reduces PL intensity and PV signal), whereas desorption causes the opposite effect.

With increasing temperature the band bending increased because electrons from bulk more readily overcome the near-surface barrier and are trapped at surface states. The transients of PV at 400 K and in vacuum are faster than at 295 K, and the PV under UV illumination at 400 K is slightly higher than at 295 K. These effects are explained by the fact that annealing in vacuum at elevated temperatures and UV illumination enhances desorption of species adsorbed from air or gas ambients.

Previously, we have studied various effects of the surface on PL and band bending in GaN [1-5]. In particular, we observed that the room-temperature PL intensity reversibly changes in different ambients, and a strong suppression of PL in air was attributed to increased band bending caused by oxygen adsorption [1]. In some GaN samples the excitonic and defect-related emission changed similarly upon change of ambient, whereas in others an anomalous PL behavior was observed [2]. Recently, we observed that the yellow



Fig.1: Photovoltage transients in air ambient and 295 K at selected wavelengths of incident light.



Fig.2: Room-temperature photoluminescence spectra measured in vacuum and air ambient.

luminescence band intensity in C-doped GaN can be enhanced 300 times in vacuum, while the exciton emission remains nearly the same (see Fig. 2) [3]. Treatments of the GaN surface, such as reactive ion etching or wet etching can significantly change the band bending and drastically affect photovoltage transients [4]. A very surprising result was that the passivation of GaN with SiO₂ film did not change the band bending, but drastically increased the PL intensity [5]. Some of the puzzles can be solved by simultaneous measurement of PV (or band bending) and PL in a new Kelvin probe set-up used in this work.

[1] M. Zafar Iqbal, M. A. Reshchikov, L. He, and H. Morkoç, J. of Electronic Materials 32, 346 (2003).

[2] M. A. Reshchikov, M. Zafar Iqbal, D. Huang, L. He, and H. Morkoç, Mat. Res. Soc. Symp. Proc. 743, L11.2 (2003).

[3] M. A. Reshchikov, Appl. Phys. Lett. 89, 232106 (2006).

[4] S.-J. Cho, S. Dogan, S. Sabuktagin, M. A. Reshchikov, D. K. Johnstone, and H. Morkoç, Appl. Phys. Lett. 84, 3070 (2004).

[5] S. A. Chevtchenko, M. A. Reshchikov, Q. Fan, X. Ni, Y. T. Moon, A. A. Baski, and H. Morkoç J. Appl. Phys. **101**, 113709 (2007).

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ Gan МЕТОДАМИ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И ПОВЕРХНОСТНОГО ФОТОНАПРЯЖЕНИЯ

<u>M. A. Reshchikov</u>^{*}, M. Fousekis, and A. A. Baski

Physics Department, Virginia Commonwealth University, 1020 W. Main St. Richmond, VA, U.S.A., *e-mail: mreshchi@vcu.edu

В работе производилась оценка изгиба зон на поверхности GaN и его изменения вызванного освещением (фотонапряжение), температурой и окружающей средой. Измерения проводились при температурах 295 400 К в вакууме и на воздухе. Приведено сравнение данных фотонапряжения и фотолюминесценции.

ИССЛЕДОВАНИЯ ТРАНСПОРТА НОСИТЕЛЕЙ И БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ В СЛОЯХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК InGaN/GaN(AlGaN)

<u>В.С. Сизов</u>, А. В. Сахаров, А.Ф. Цацульников, В. В. Лундин

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

e-mail: SizovViktor@mail.ru

Несмотря на значительный прогресс в технологии нитридов элементов третей группы (ІІІнитридов), получение структур с высокой квантовой эффективностью на доступных подложках (сапфир) до сих пор затруднительно. Причиной низкой эффективности структур, выращенных на сапфире, является большая плотность дефектов в слоях GaN, и, как следствие, сильная безызлучательная рекомбинация (БР) [1]. Однако, известно, что такой эффект можно подавить благодаря ограничению латерального транспорта носителей в локализующих слоях InGaN [2]. При осаждении тонких слоев InGaN типичен фазовый распад твердого раствора, а также возникновение флуктуаций по толщине слоя. Данные неоднородности создают флуктуации локализующего потенциала, ограничивающие движение носителей в латеральном направлении и играющие роль квантовых точек (КТ). В зависимости от степени фазового распада и средней концентрации индия в слоях InGaN достигаются различные по глубине локализующие центры (ЛЦ). Глубина локализации и концентрация безызлучательных центров (БЦ) определяют величину БР. Поскольку образование ЛЦ является одним из основных путей повышения эффективности приборов на основе III-нитридов, а механизмы транспорта носителей к БЦ не достаточно хорошо изучены, исследование локализации носителей и транспорта последних к БЦ представляет большой интерес.



Рис.1. Схемы исследованных в работе структур и используемой модели.

Исследования температурных зависимостей спектров фотолюминесценции (ФЛ) структур с КТ InGaN показывают, что канал БР в матрице не является единственным и необходимо вводить дополнительный канал БР в остаточной яме InGaN[3,4]. Однако, это не позволяет объяснить падения интенсивности ФЛ при температурах близких к гелиевым, которое может быть весьма значительным, как показывают экспериментальные данные, представленные в настоящей работе. Также существует большое расхождение в значениях энергий активации у разных авторов, что возможно вызвано большой неопределённостью в скоростях безизлучательной рекомбинации и недостатками используемых моделей. В данной работе представлена модель, в которой введён дополнительный канал БР отвечающий за БР в КТ, позволяющий описать падение интенсивности ФЛ при температурах близких к гелиевым, а также дать количественную оценки скоростям БР и влиянию транспорта носителей между слоями InGaN на БР. В работе исследовались структуры с 5 слоями КТ. Верхний слой КТ у всех структур имел больший состав по In и был заключен в матрицу GaN или AlGaN(А и В соответственно). Нижние слои были заключены в матрицу GaN (рис.1). На рис.1 представлена схема используемой модели, которая описывается набором скоростных внений, полученных усовершенствованием модели описанной в = $P - N \cdot (U + R_n) + m \cdot U \cdot \beta + \frac{1}{5}n \cdot U \cdot \gamma = 0$; $\frac{dm}{dt} = N \cdot U - m \cdot (U \cdot \beta + D_m \cdot \delta_m + B_m \cdot \eta_m) - m^2 \cdot R = 0$ уравнений, [5]: dN; dt $= N \cdot U - n \cdot (U \cdot \gamma + D_n \cdot \delta_n + B_n \cdot \eta_n) - n^2 \cdot R = 0$ dt

Где N,n,m - объемные концентрации носителей в матрице, коротковолновых КТ (ККТ) и длинноволновых КТ (ДКТ) соответственно (см. рис. 1.). U – скорость захвата на уровни КТ. β , γ , σ , η – соответствующие параметры выброса (см. схему) =exp(-E_{act}/kT) где E_{act} –энергия активации(ЭА), D,B – скорость БР, индексы m,n – соответствуют ККТ и ДКТ соответственно, R_n – скорость БР в матрице. Р – скорость генерации носителей на единицу объема, R – коэффициент излучательной рекомбинации. В стационарном случае левая часть уравнений обратиться в ноль. Помимо транспорта носителей к центрам БР возможен обмен носителями между слоями КТ через состояния в матрице. Данная система уравнений была решена численно относительно концентраций экситонов в матрице и КТ. В качестве подгоночных параметров выступали ЭА и скорости БР через дефектные

уровни. ЭА в матрицу полагалась равной разрыву зон проводимости на гетерогранице, $R_n = 10^9 \text{ c}^{-1}$. R=1.1*10⁻¹⁰, U=10¹² с⁻¹ [6]. Ниже представлены экспериментальные зависимости интенсивности ФЛ и рассчитанные с использованием настоящей модели от температуры для обоих типов структур. На Графиках также представленные расчётные зависимости без использования дополнительного канала БР (1) и без учёта транспорта носителей между слоями КТ(2). Видно, что без введения дополнительного канала БР отвественного за БР в КТ наблюдается сильное расхождение между экспериментальными и расчётными зависимостями при температурах до 150К, с другой стороны без учёта транспорта между слоями КТ наблюдается расхождение при температурах выше 150К. На графиках также представлены рассчитанный зависимости концентрации носителей в матрице. Легко заметить, что с ростом концентрации в матрице, начинающимся около 150К, вызванным выбросом из ККТ наблюдается замедление падения интенсивности ФЛ для ДКТ, поскольку выброс носителей из последних начинается при более высокой температуре, по причине большей локализации. Иными словами, наблюдается транспорт носителей из ККТ в ДКТ. Применение модели к экспериментальным данным показало, что использование AlGaN барьеров для ДКТ привело с одной стороны к уменьшению концентрация мелких центров БР, а с другой стороны к уменьшению энергии активации на них. Последнее привело к значительному падению интенсивности ФЛ при температурах <150 К. Это можно объяснить следующим: как было показано ранее[7] использование AlGaN барьеров в слоях InGaN приводит к уменьшению фазового распада и, как следствие, снижение степени неоднородностей состава по In. Это приводит к уменьшению локализации носителей и сокращению безизлучательных центров, что влияет на снижение скорости БР. Однако, с другой стороны, значительно уменьшается энергия активации на БЦ в КТ, что приводит к значительному, по сравнению с матрицей GaN, падению интенсивности ФЛ при низких температурах. Также показано, что транспорт между слоями КТ оказывает сильное влияние на свойства структур с InGaN КТ, в особенности при температурах выше активационных.



Рис.2. Экспериментальные и рассчитанные зависимости интенсивности ФЛ от температуры.

Takashi Mukai, Motokazu Yamada, and Shuji Nakamura, Jpn. J. Appl. Phys.Vol.38(1999)pp3976-3981
 T. Mukai, M. Yamada, S. Nakamura, Jpn. J. Appl Phys. 38, 3976 (1999)

- [3] M. Vehse at all. Phys. Stat. Sol. (a) 188, No. 1, 109-112 (2001).
- [4] J. S. Hwang, A. at all, J. Appl Phys. 102, 013508(2007)
- [5] M. Vening, D. J. Dunstan, K. P. Homewood, Phys. Rev. B, Vol. 48, No. 4 (1993)

[6] Hsiang-Chen Wang at all, Appl Phys. Lett. Vol. 85, No. 8 (2004)

[7] В.С. Сизов, А. Ф. Цацульников, В. В. Лундин, Тез. докладов 5-й Всероссийской конф. «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы» с.135 (2007)

INVESTIGATION OF NON RADIATIVE RECOMBINATION AND CARRIERS TRANSPORT BETVEEN InGaN/(AI)GaN QDs LAYERS.

V.S. Sizov, A.V. Sakharov, A.F. Tsatsulnikov, V.V. Lundin

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

e-mail: SizovViktor@mail.ru

Two types of sample with different QDs layers InGaN/(Al)GaN and different In fraction in top layer were investigated. Measured data were fitted using activation model in which additional non-radiative (NR) channel with low activation energy was applied besides NR channel in vestigial QWs. This additional channel, concerned with NR recombination in QDs, describes decrease PL intensity at low temperature. Also this model allows estimating transport between QDs layers which, as is shown, influences on PL intensity at high temperature very much.

РАМАНОВСКИЕ И РЕНТГЕНОДИФРАКЦИОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ In_xGa_{1-x}N

<u>А.Н. Смирнов</u>¹*, В.Ю. Давыдов¹, И.Н. Гончарук¹, Р.Н. Кютт¹, М.П. Щеглов¹, М.А. Яговкина¹, Е.Е. Заварин¹, М.А. Синицин¹, William J. Schaff², S.Gwo³

¹ Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Россия

тел. +7(812)2927911, e-mail: alex.smirnov@mail.ioffe.ru

² Department of Electrical and Computer Engineering, Cornell University, Ithaca, New York 14853, USA

³ Department of Physics, National Tsing-Hua University, Hsinchu 300, Taiwan, Republic of China

Твердые растворы $In_xGa_{1-x}N$ являются одним из основных компонентов оптоэлектронных приборов, способных работать в широком спектральном диапазоне (от ближнего ИК до ближнего УФ). Задачи оценки состава и степени структурного совершенства $In_xGa_{1-x}N$ являются ключевыми для развития высококачественной технологии этих соединений. С целью создания количественного микроскопического метода диагностики структур на основе таких твердых растворов нами были выполнены экспериментальные рамановские и рентгеноструктурные исследования образцов $In_xGa_{1-x}N$ во всем диапазоне составов (0<x<1) и проведены теоретические исследования статистики флуктураций состава.

Образцы твердых растворов $In_xGa_{1,x}N$ в диапазоне концентраций 0.01<x<0.4 были выращены в ФТИ им. А.Ф.Иоффе методом MOCVD на подложках сапфира (0001) с использованием низкотемпературного зародышевого слоя. Образцы твердых растворов $In_xGa_{1,x}N$ в диапазоне концентраций 0.4<x<0.99 были выращены в Корнельском университете (США) методом MBE на подложках сапфира (0001) с использованием буферного слоя GaN.

Эффекты деформации в слоях $In_xGa_{1,x}N$, возникающие вследствие их неполной релаксации и разницы в коэффициентах теплового расширения твердого раствора и подложки, могут привести к существенным ошибкам при оценке состава этих соединений. Для того чтобы получить достоверные значения состава (x), в рентгенодифракционных исследованиях проводились измерения двух параметров элементарной ячейки вюрцитной структуры *a* и *c*. Значения *x* и деформации ε_a вычислялись с использованием системы уравнений

$$a = a(x)(1 + \varepsilon_a)$$

$$c = c(x)\{1 - \varepsilon_a[p_{InN}x + p_{GaN}(1 - x)]\}$$

где $\varepsilon_a = [a - a(x)]/a(x)$ – изотропная деформация решетки в плоскости, параллельной поверхности; а и с – измеряемые параметры решетки эпитаксиального слоя; $a(x) = a_{InN} x + a_{GaN} (1-x)$ и $c(x) = c_{InN} x + c_{GaN} (1-x) – параметры решетки, обусловленные составом; <math>p_{InN}$ и p_{GaN} – коэффициенты Пуассона для InN и GaN, соответственно.

Запрещенная зона In_xGa_{1-x}N характеризуется широким диапазоном энергий: 0.7-3.4 эВ [1]. В зависимости от энергии возбуждающего излучения, которая может быть как меньше ширины запрещенной зоны, так и больше ее, рамановский процесс описывается различными механиямами рассеяния. В наших исследованиях для возбуждения рамановских спектров использовался большой набор энергий возбуждения: 3.81 и 2.81 эВ (He-Cd лазер); 2.71, 2.54, и 2.41 эВ (Ar⁺ лазер), 2.33 эВ (Nd:YAG лазер); 1.96 эВ (Не-Nе лазер); 1.92 эВ и 1.83 эВ (Кг⁺ лазер). Это позволило в деталях проследить смену механизмов рассеяния для In_xGa_{1-x}N в широком диапазоне составов. Кроме того, использование различных энергий возбуждения в совокупности с геометриями рассеяния, в которых использовалась как латеральная сторона пленки твердого раствора, так и ее торец, позволило получить детальную информацию о композиционном поведении четырех из шести разрешенных в рамановском рассеянии фононных мод, а именно: $A_1(TO)$, $E_2(high)$ и $A_1(LO)$. В качестве примера на Рис.1а представлены рамановские спектры для фононных мод симметрии E_2 (high) и A_1 (LO), полученные во всем диапазоне составов $In_xGa_{1,x}N$, а на Рис.1b представлены зависимости композиционного поведения фононных мод симметрии $A_1(TO)$, $E_2(high)$ и $A_1(LO)$ для диапазона составов 0.01<x<0.16. Эти зависимости получены с поправками на наличие деформаций в слоях In_xGa_{1-x}N, которые были оценены из рентгенодифракционных измерений. Видно, что композиционное поведение A₁(LO) фонона очень близко к линейному, что согласуется с предсказаниями теории [2] и является благоприятным фактором для создания количественного метода оценки состава In_xGa_{1-x}N по данным раман-спектроскопии. Факторы, обуславливающие сильно нелинейный характер композиционного поведения фононных мод симметрии А₁(TO) и E₂(high), в настоящее время находятся в стадии дополнительных исследований.



(a)

Рис.1. (а) Экспериментальные рамановские спектры твердых растворов $In_xGa_{1-x}N$, полученные в геометрии рассеяния $z(yy)\overline{z}$ с использованием различных энергий возбуждения; (b) Зависимость положения оптических фононов симметрии $A_1(LO)$, $E_2(high)$ и $A_1(TO)$ в слоях $In_xGa_{1-x}N$ с малым содержанием In: светлые значки – частоты фононов без учета деформаций, темные значки – их значения с учетом деформаций, пунктирные линии – линейная зависимость частот фононов от состава $In_xGa_{1-x}N$.

В рамках данной работы были выполнены количественные теоретические исследования статистики флуктуаций состава в твердых растворах In_xGa_{1-x}N и установлено их влияние на сдвиг частот и уширение фононных линий рамановских спектров. Экспериментально была прослежена зависимость уширения линии продольного оптического фонона от состава во всем диапазоне концентраций In_xGa_{1-x}N. Совместный анализ экспериментальных и теоретических данных позволил определить тип, размер и число флуктуаций, ответственных за упругое рассеяние фононов, а также зависимость этих величин от концентрации компонентов твердого раствора.

Совместные рамановские и рентгеноструктурные исследования твердых растворов $In_xGa_{1-x}N$ позволили получить достоверные данные о композиционном поведении оптических фононов симметрии $A_1(TO)$, $E_1(TO)$, $E_2(high)$ and $A_1(LO)$ во всем диапазоне составов (0<x<1). Установлено, что рамановские спектры очень чувствительны к составу и однородности твердых растворов $In_xGa_{1-x}N$, что может быть использовано для создания количественного метода диагностики этих материалов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 06-02-17240 и 05-02-90569-HCC_a) и программ РАН "Квантовые наноструктуры" и "Новые материалы и структуры".

V.Yu. Davydov, A.A. Klochikhin, R.P. Seisyan, V.V. Emtsev *et al.*, phys.stat.sol. (b) **229**, R1 (2002).
 H. Grille, Ch. Schnittler, and F. Bechstedt. Phys. Rev. B **61**, 6091 (2000).

RAMAN AND X-RAY STUDIES OF In_xGa_{1-x}N ALLOYS

<u>A.N. Smirnov</u>¹, V.Yu. Davydov¹, I.N. Goncharuk¹, M.A. Yagovkina¹, <u>E.E. Zavarin¹, M.A. Sinitsyn¹, William J. Schaff², and S.Gwo³</u> ¹ A.F. Ioffe Physico-Technical Institute, 194021, St.Petersburg, Russia

²Department of Electrical and Computer Engineering, Cornell University, Ithaca, New York 14853, USA

³ Department of Physics, National Tsing-Hua University, Hsinchu 300, Taiwan, Republic of China

Studies of Raman scattering and X-ray diffraction in hexagonal $In_xGa_{1,x}N$ alloys are reported. The dependences of frequencies of $A_1(TO)$, $E_1(TO)$, $E_2(high)$ and $A_1(LO)$ optical phonons versus In content are traced in detail in the entire composition range. It is shown that the composition dependence of $A_1(LO)$ phonon energy is a convenient tool for the quantitative characterization of the In content in $In_xGa_{1,x}N$ alloys. The effect of compositional fluctuations in $In_xGa_{1,x}N$ alloys on the frequency shift and broadening of Raman lines is investigated experimentally and theoretically. The type, size, and number of fluctuations responsible for the phonon scattering are determined, and the dependences of these quantities on the concentration of alloy components are established.

К ВОПРОСУ ОБ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПРОФИЛЕЙ ЭФФЕКТИВНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА, ПОЛУЧЕННЫХ НА СВЕТОДИОДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ InGaN МЕТОДОМ ВОЛЬТ-ФАРАДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

<u>О.А. Солтанович</u>¹*, Н.М. Шмидт², Е.Б. Якимов¹

¹Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Институтская, 6, 142432, Черноголовка, * тел. +7(49652)44092, e-mail: solt@iptm.ru;

² Физико-технический институт РАН им. Иоффе, Политехническая, 26, 194021, Санкт-Петербург.

Метод вольт-фарадных характеристик (ВФХ) до сих пор остается одним из наиболее востребованных и информативных при характеризации светодиодных структур с квантовыми ямами (КЯ) на основе InGaN [1-3], поскольку дает возможность исследовать распределение носителей в активной области структуры и прилегающих слоях, которое, как правило, связано с качеством светодиодов и их квантовой эффективностью. Однако, в связи с тем, что в случае структур с КЯ метод ВФХ позволяет получить лишь эффективное (англ. apparent - "кажущееся") распределение заряда в структуре [4], интерпретация экспериментальных данных не всегда однозначна и допускает различные варианты толкования получаемых профилей распределения.

Так, ранее [5] при исследовании температурной зависимости ВФХ в структурах InGaN с КЯ было обнаружено, что при низких температурах эффективные профили распределения носителей заряда смещаются в область больших «глубин», при том, что расстояния между пиками концентрации меняются слабо (рис.1). Одно из предлагаемых объяснений такого сдвига профилей – появление при низких температурах обедненного слоя в р-области структуры из-за частичного вымораживания электрически активного Мg в слое, примыкающем к КЯ, что эффективно увеличивает измеряемую глубину (ширину области пространственного заряда (ОПЗ)) [5].

Однако, было замечено, что на многих исследованных светодиодах, несмотря на наличие такой температурной зависимости для эффективных профилей распределения заряда, у зависимости dC/dU = f(U) смещения по оси абсцисс при низких температурах практически не наблюдалось (рис.2). Объяснение такого поведения dC/dU в предположении о появлении обедненного слоя в р-области структуры требует выполнения дополнительных, достаточно жестких условий, а именно – соответственного уменьшения концентрации носителей в п-области. В связи с этим представляется важным рассмотреть другие возможные варианты интерпретации смещения эффективных профилей распределения профилей распределения при низких температурах.

В настоящей работе, наряду с предложенным ранее объяснением, проанализированы еще две возможные причины наблюдаемого смещения профилей при низких температурах, в качестве которых рассмотрены:

 i) учет того, что заполнение квантовых ям может начаться еще до того момента, когда пространственная граница ОПЗ непосредственно достигнет КЯ, за счет проникновения носителей в обедненную область вблизи границы ОПЗ (аналог учета т.н. λ-слоя при заполнении глубоких уровней);

ii) влияние недостаточно быстрого отклика носителей в КЯ на тестовый сигнал измерения емкости при низких температурах, т.е. предположение о том, что при низких температурах может реализоваться вариант высокочастотной ВФХ, тогда как при комнатной температуре отклик носителей в КЯ будет соответствовать условиям низкочастотной ВФХ.

Сделаны оценки возможного влияния указанных факторов на смещение получаемых профилей распределения носителей при различных температурах, проведено сопоставление полученных оценок с экспериментальными данными. При анализе использовалось численное моделирование ВФХ и профилей эффективного распределения заряда для исследованных структур (рис.3).

[1] F. Manyakhin, A. Kovalev, and A. E. Yunovich, MRS Internet J. Nitride Semicond. Res. 3, 53(1998).

- [2] A. Y. Polyakov et al., J. Appl. Phys. 91, 5203 (2002).
- [3] F. Rossi, M. Pavesi et al.. J. Appl. Phys. 99, 053104 (2006).
- [4] C. R. Moon, B. D. Choe, S. D. Kwon, H. K. Shin, and H. J. Lim, J. Appl. Phys. 84, 2673 (1998).
- [5] O.A. Soltanovich, N.M. Shmidt and E.B. Yakimov, Abstracts of 31th Workshop on Compound Semiconductor Devices and Integrated Circuits held in Europe (WOCSDICE-07, Venice, Italy), ed. G.Meneghesso et al, Univ.of Padova, pp. 25-27 (2007).



Рис.1. Смещение эффективного профиля распределения носителей заряда при низких температурах для гетероструктуры InGaN/GaN с 5 квантовыми ямами.



Рис.2. Вольт-фарадные характеристики и зависимости dC/dU = f(U) для гетероструктуры InGaN/GaN при T=80 К и T=300 К.



Рис.3. Пример подгонки эффективного профиля распределения носителей заряда в гетероструктуре InGaN/GaN с 5 квантовыми ямами с помощью численного моделирования, T=300 К.

ON THE TEMPERATURE DEPENDENCE OF AN APPARENT CARRIER DISTRIBUTION OBTAINED BY CAPACITANCE-VOLTAGE PROFILING IN InGan LIGHT-EMITTING HETEROSTRUCTURES

O.A. Soltanovich¹*, N.M. Shmidt², E.B. Yakimov¹

¹ Institute of Microelectronics Technology RAS, Institutskaya, 6, 142432, Chernogolovka, Russia, * phone +7(49652)44092, e-mail: solt@iptm.ru; ² Leffe Dispired Technical PAS, Deletablished Party 20, 104021, St. Determined Par

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

The specific behaviour of an apparent carrier distribution (ACD) profiles obtained on MQW InGaN heterostructures by C-V technique at low temperatures is considered. In addition to previous interpretation, two new reasons for the shift of ACD profiles to the side of higher «depths» observed in different kinds of samples (Fig.1) are proposed. Using numerical simulation of C-V curves and of an apparent carrier distribution (Fig. 3), estimations of possible influence of these factors on the shift of ACD profiles at different temperatures are carried out, and the results of the estimations made are compared to the experimental data.

ORIGIN OF FERROMAGNETISM IN WURTZITE Ga(1-X)Mn(X)N SEMICONDUCTORS

<u>F. Wilhelm</u>^{a*}, E. Sarigiannidou^{b,c}, E. Monroy^c, and A. Rogalev^a

^a European Synchrotron Radiation Facility (E.S.R.F), BP-220, Grenoble, France, *e-mail: wilhelm@esrf.fr

^b LMGP / LTM, Institut National Polytechnique de Grenoble, France

^cCEA-CNRS-UJF group "Nanophysique et Semiconducteurs", CEA, Grenoble, France

The idea of achieving room-temperature ferromagnetism in diluted magnetic semiconductors (DMS) attracts a lot of interest due to their importance for developing future "spintronic" devices. The prediction of ferromagnetism above room temperature has impelled worldwide research on (Ga,Mn)N. A ferromagnetic ordering in (Ga,Mn)N semiconductor has been observed by several groups, who reported a ferromagnetic-like state present a Curie temperature varying from 2 K up to 940 K. The observation of a ferromagnetic-like state at high temperatures might be due to the presence of secondary phases like Mn_4N . Therefore, the state-of-the-art characterisation techniques and single-phase (Ga,Mn)N layers are required to clarify the electronic and magnetic properties of Mn atoms, and to understand the origin of ferromagnetism in this DMS.

In this work, we report on the optimization of the growth conditions of wurtzite (Ga,Mn)N epilayers grown by plasma-assisted molecular beam epitaxy in order to obtain intrinsic ferromagnetic behavior. Special care was taken to optimize the Mn flux as well as the Ga/N ratio in order to maximize Mn incorporation while controlling the two-dimensional growth mode and eliminating the appearance of secondary phases. Taking into account the fact that the incorporation of Mn in GaN is strongly affected by the Ga/N flux ratio, we have performed our growth with a Ga/N ratio lower than unity. By introducing periodic growth interruptions we have been able to grow 400-nm thick single-phase (Ga,Mn)N epilayers containing up to 6.3% of Mn with an homogeneous distribution as confirmed by secondary ion mass spectroscopy.

X-ray linear dichroism (XLD) and X-ray magnetic circular dichroism (XMCD) spectroscopies have been used to study the structural, electronic, and magnetic properties of (Ga,Mn)N epilayers. Since these techniques are element specific, they are the most appropriate tools for directly probing the electronic structure and magnetism of the diluted transition metal. XLD and XMCD experiments were performed at the ESRF beamline ID12 dedicated to polarization dependent X-ray spectroscopies in the energy range 2-15 keV. XLD has been recorded at both the Mn and the Ga K-edge and measures the anisotropy of the unoccupied density of states of the 4p shell of the Mn and Ga atoms in the (a,c) plane of the wurtzite structure. As one can see on figure 1, the spectral shape of the Mn K-edge linear dichroism is very similar to the one observed at the Ga K edge (identical to the GaN single crystal), but its amplitude is 1.8 times smaller. This is precisely what one would observe for the Mn atoms in substitution with Ga atoms, whereas for other possible Mn sites occupation, e.g. N-substituted or interstitial sites, the spectral shape and amplitude of XLD signal should be drastically different. Within the detection limit of the method, the presence of any secondary phases or metallic clusters have not been revealed. The X-ray absorption spectrum at the Mn K edge in contrast with dichroism spectra are quite different from those at the Ga K edge. Two additional peaks at the low-energy side of the absorption edge are observed. These two peaks originate from both quadrupolar (1s -> 3d) and dipolar (1s -> 4p) transitions reflecting hybridisation of the Mn impurity 4p band with the 3d band located in the GaN gap. The presence of these two peaks in the XANES spectra indicates that the valence state of Mn is mainly $3^{+}(d^{4})$ rather than $2^{+}(d^{5})$, where only one peak is usually observed.

To elucidate the microscopic origin of the magnetic behaviour of (Ga,Mn)N, we have performed XMCD measurements at the Mn *K* edge. XMCD signal shown on figure 2 is unexpectedly large (1.6% with respect to the edge jump) and is observed mainly at the first peak of the XANES spectrum. Given the fact that only the orbital magnetisation of the absorbing atom gives rise to the K-edge XMCD signal, our result is strong argument in favour of the Mn³⁺ valence state in wurtzite (Ga,Mn)N. Indeed, in the case of Mn²⁺ where the 3*d* and 4*p* orbital moments are vanishingly small, the XMCD signal is at least one order of magnitude smaller. Moreover, the negative sign of the XMCD signal suggests that the Mn orbital magnetic moment is antiparallel to the applied field and, therefore, to the sample magnetisation. The inset of figure 2 shows the magnetisation curve recorded by monitoring the Mn *K*-edge XMCD signal as a function of applied field at 7 K. This magnetisation curve is a typical signature of a ferromagnetic system in the vicinity of a transition temperature. In conclusion, thanks to the element specificity of XLD and XMCD, we have demonstrated

that wurtzite (Ga,Mn)N with 6.3% Mn is an intrinsic ferromagnetic diluted semiconductor but with a rather low Curie temperature of only 8K.



Fig. 1 Experimental configuration for XLD measurements. X-ray absorption spectra (left scale) for linearly polarized x-rays perpendicular (red line) and parallel (green line) to the c axis and XLD (blue line, right scale) signal recorded at the Mn and Ga K edges for a (Ga,Mn)N epilayer with 6.3% Mn.



Fig. 2 Isotropic X-ray absorption spectrum (black line, left scale) and corresponding XMCD signal (red line, right scale) recorded at the Mn K edge at 6 Tesla field and at 7 K for (Ga,Mn)N epilayer with 6.3% Mn. Inset: magnetization curve measured at 7 K by monitoring the intensity of the Mn K-edge XMCD.

ПРИРОДА ФЕРРОМАГНЕТИЗМА ВЮРЦИТНЫХ Ga_(1-X)Mn_(X)N ПОЛУПРОВОДНИКОВ

<u>*F. Wilhelm*^a*, *E. Sarigiannidou^{b,c}*, *E. Monroy^c*, and *A. Rogalev^a* ^a European Synchrotron Radiation Facility (E.S.R.F), BP-220, Grenoble, France, *e-mail: wilhelm@esrf.fr</u>

^b LMGP / LTM, Institut National Polytechnique de Grenoble, France ^cCEA-CNRS-UJF group "Nanophysique et Semiconducteurs", CEA, Grenoble, France

В данной работе мы приводим данные по оптимизации роста слоев (Ga,Mn)N методом МПЭ с плазменной активацией азота. Были выращены однофазные 400-нм слои (Ga,Mn)N содержащие 6.3% Mn.

(Russian text is by editors. Русский текст – ред. сборника.)

ХАРАКТЕРИЗАЦИЯ ПРОСТРАНСТВЕННО НЕОДНОРОДНЫХ ПЛЕНОК GaN В РЭМ В РЕЖИМЕ НАВЕДЕННОГО ТОКА

А.Я. Поляков¹, Н.Б. Смирнов¹, А.В. Говорков¹, П.С. Вергелес², <u>Е.Б. Якимов²</u> ¹ФГУП "Гиредмет", 119017, Москва, Б. Толмачёвский пер., д. 5 ²ИПТМ РАН, 142432, Черноголовка, e-mail: yakimov@iptm.ru

В настоящее время метод латерального заращивания (ELOG) широко используется для создания лазерных структур на основе GaN, способных функционировать более 10000 часов. В этом методе на пленке GaN создается маска и при дальнейшем росте в области щели маски пленка растет вертикально и наследует протяженные дефекты нижней пленки, а вне этой области растет в латеральном направлении и в этой области плотность протяженных дефектов существенно понижается. Такой метод позволяет получить пленки GaN с пониженной плотностью проникающих дислокаций, однако распределение таких дислокаций существенно неоднородно с характерным размером неоднородностей в микронном диапазоне, что может приводить к неоднородному распределению электрических и оптических свойств. Поскольку такая неоднородность может заметно влиять на свойства приборов, исследования распределения электрических и оптических свойств в таких структурах представляет несомненный практический интерес. Одним из методов, позволяющих проводить исследования распределения электрических свойств с таким пространственным разрешением, является растровая электронная микроскопия в режиме наведенного тока. Этот метод широко используется для выявления и исследования протяженных дефектов, а также для измерения диффузионной длины неравновесных носителей заряда [1,2], а при определенных соотношениях между значениями диффузионной длины и ширины области пространственного заряда (ОПЗ) этот метод позволяет определять и ширину ОПЗ [2,3]. Важно подчеркнуть, что пространственное разрешение при таких измерениях в GaN и структурах на его основе может быть существенно лучше 1 мкм [4,5].

В настоящей работе представлены результаты, демонстрирующие возможности метода наведенного тока для характеризации неоднородных пленок GaN на примере исследования неоднородности распределения электрических свойств пленок, выращенных методом латерального заращивания. Образцы выращивались методом металлоорганической газофазной эпитаксии на базисной плоскости сапфира, при этом исследование как нелегированные, так и специально легированные структуры. Толщина начального слоя *n*-GaN 2 мкм. Ширина окон в SiO₂ маске – 4 мкм и ширина полосок SiO₂ между окнами– 12 мкм. Часть пленок облучалась быстрыми нейтронами, что позволило исследовать влияние неоднородного распределения структурных дефектов в ELOG пленках на накопление радиационных дефектов и понижение их средней концентрации в несколько раз по сравнению с однородной пленкой.

Исследования методом наведенного тока проводились в растровом электронном микроскопе JSM-840A при комнатной температуре. На образцы напылялись барьеры Шоттки и исследования проводились с пучком, перпендикулярным плоскости барьера. На изображениях, полученных в этом режиме, проникающие дислокации выявлялись как темные точки. Для определения локальных значений диффузионной длины и эффективной концентрации доноров в разных областях пленки измерялась зависимость величины собираемого тока от энергии пучка, которая потом сравнивалась с рассчитанными зависимостями. Подгонка экспериментальных зависимостей, измеренных в локальных областях пленки, позволила оценить диффузионную длину и эффективную концентрацию доноров в разных областях пленки с латеральным разрешением порядка 1 мкм. На однородных пленках проведены измерения концентрации доноров этим методом и методом вольт-фарадных характеристик и получено хорошее согласии между результатами, полученными обоими методами. Обсуждаются точность оценох эффективной концентрации доноров, ее зависимость от соотношения между диффузионной длиной и шириной области пространственного заряда, влияние центров с глубокими уровнями на результаты измерений.

Показано, что, как и следовало ожидать, плотность проникающих дислокаций над щелями в маске на несколько порядков выше, чем в областях латерального роста. Величина наведенного тока в этих областях также заметно различается и качественно согласуется с распределением протяженных дефектов. Однако, возможность совместного локального измерения эффективной концентрации доноров и диффузионной длины позволила получить также целый ряд новых интересных результатов. Так, показано, что в нелегированых пленках различие в значениях собираемого тока в основном определяется не изменением диффузионной длины, что можно было предполагать, исходя из разной плотности протяженных дефектов, а разной эффективной концентрацией доноров в разных областях пленки. Это хорошо согласуется с полученными ранее

результатами, свидетельствующими о слабом влиянии дислокаций на диффузионную длину неравновесных носителей заряда в GaN [6]. Различие в концентрации доноров между областями над щелью в маске и областями латерального роста сохранялось и при специальном легировании пленок, что позволяет предположить, что наблюдаемое различие концентраций определяется зависимостью вероятности встраивания кремния в пленку от направления роста.

Исследовано влияние облучения быстрыми нейтронами на локальные электрические характеристики таких структур. Выявлено влияние облучения на профиль сигнала наведенного тока в направлении, перпендикулярном щелям. Обнаружено, что облучение немного уменьшает диффузионную длину и существенно изменяет концентрацию заряженных центров в области над щелью, практически не изменяя ее в светлой области вблизи границы сращивания. Таким образом, показано, что накопление радиационных дефектов в такой пленке существенно неоднородно.

Обнаружен аномально медленный спад сигнала наведенного тока при удалении от барьера Шоттки в области, прилегающей к границе сращивания. Это свидетельствует о существенном изгибе зон в этой области вследствие зарядки дефектов на границе сращивания и/или вследствие описанного выше изменения концентрации доноров.

Работа частично поддержана РФФИ (грант 08-02-00058а).

- [1] H.J. Leamy. J. Appl. Phys., 53, R51 (1982).
- [2] Е.Б. Якимов. Зав. лаб., 68, 63 (2002).
- [3] C. Frigeri. Inst. Phys.Conf. Ser., No 87, 745 (1987).
- [4] N.M. Shmidt, O.A. Soltanovich, A.S. Usikov et al. J. Phys.: Condens. Matter., 14, 13285 (2002).
- [5] E.B. Yakimov, P.S. Vergeles, A.Y. Polyakov et al. Appl. Phys. Lett., 90, 152114 (2007).
- [6] E. B. Yakimov. J. Phys.: Condens. Matter. 14, 13069 (2002).

EBIC CHARACTERIZATION OF SPATIALLY INHOMOGENEOUS GaN FILMS

A.Y. Polyakov¹, N.B. Smirnov¹, A.V. Govorkov¹, P.S. Vergeles², E.B. Yakimov²

¹ Institute of Rare Metals, Moscow, 119017, B. Tolmachevsky, 5, Russia

² Institute of Microelectronics Technology RAS, Chernogolovka, 142432 Russia,

e-mail: yakimov@iptm.ru

The EBIC characterization of spatially inhomogeneous GaN films is discussed. It is shown that this technique allows to reconstruct the lateral distribution of both the diffusion length and the depletion region width. On homogeneous films a good correlation between the EBIC results and those obtained by the C-V technique are obtained. The results of ELOG GaN films study are presented. It is shown that the donor distribution in such film is inhomogeneous that is ascribed to the anisotropy of the Si incorporation efficiency. It is shown that the inhomogeneous defect distribution affects essentially on the radiation defect accumulation.

БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ В КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ GaN/AIN

И.А.Александров, <u>К.С. Журавлев</u>*, В.Г. Мансуров, А.Ю. Никитин.

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

Структуры с GaN квантовыми точками (КТ) перспективны для использования в качестве активных областей светодиодов и лазерных диодов ультрафиолетового и видимого диапазона и инфракрасных фотоприёмников. Ограничение носителей заряда в квантовых точках, затрудняющее их миграцию к каналам безызлучательной рекомбинации, позволяет повысить эффективность и температурную стабильность светоизлучающих приборов. В работах [1,2] сообщалось о слабой зависимости интенсивности фотолюминесценции (ФЛ) GaN/AlN квантовых точек от температуры в диапазоне до 300 К, что объяснялось большими энергиями локализации носителей заряда в КТ вследствие большой разницы значений ширины запрещенной зоны AlN и GaN (2,8 эВ). С другой стороны, в большом количестве работ [3-6] наблюдалось термическое тушение ФЛ GaN/AlN КT с энергиями активации порядка 20 – 200 мэВ. Конкретного механизма этого тушения предложено не было. Это свидетельствует о том, что в настоящее время проблема термического тушения ФЛ GaN/AlN КT. Дяя этого было проведено исследование стационарной ФЛ в температурном диапазоне от 5 до 300 К для структур с различным средним размером GaN/AlN КТ.

Структуры с GaN квантовыми точками в матрице AlN были выращены на сапфировых подложках (α-Al₂O₃) в направлении [0001] методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Ростовые процессы проводились в установке МЛЭ типа CBE-32 фирмы Riber с использованием эффузионных ячеек галлия и алюминия и аммиака в качестве источника активного азота. На подложке выращивался буферный слой AlN толщиной около 200 нм при температуре подложки 900-1100°С, на котором выращивались квантовые точки GaN. Слой GaN KT затем покрывался слоем AlN толщиной 10 нм. В структурах с несколькими слоями КТ процедура повторялась несколько раз. Возбуждение фотолюминесценции проводилось непрерывным HeCd лазером (энергия кванта 3,81 эВ) и YLF:Nd лазером (энергия кванта 4,66 эВ). Измерения ФЛ проводились в диапазоне температур 5 – 300 К. Для поддержания заданной температуры образца использовался гелиевый криостат.

В спектрах ФЛ всех образцов наблюдаются полоса с положением максимума от 2,5 до 4 эВ и шириной на полувысоте от 0,2 до 0,7 эВ. Такие полосы не наблюдались в спектрах ФЛ подложек и слоев AlN без KT, поэтому мы связываем их с ФЛ от KT. При увеличении температуры интенсивность ФЛ исследованных образцов уменьшается. Полученная зависимость интегральной интенсивности от температуры хорошо аппроксимируется выражением

$$I(T) = \frac{I(0)}{1 + C \exp\left(-\frac{Ea}{kT}\right)}$$

где I(T) – интегральная интенсивность ФЛ при температуре T, I(0) – интегральная интенсивность ФЛ при низких температурах (использовалось значение при T=5 K), постоянная C характеризует отношение вероятностей безызлучательного и излучательного переходов при высоких температурах, Ea-энергия активации тушения ФЛ.

Энергия активации тушения ФЛ GaN/AIN KT, полученная из сравнения экспериментальных и расчетных кривых, для образцов с различным средним размером KT составляет 27-110 мэВ и, как видно из рисунка 1, уменьшается с увеличением размеров KT. Параметр *C* варьируется в широких пределах (10 - 10^6) и возрастает с энергией максимума ФЛ.

Основным механизмом тушения ФЛ КТ считается термический выброс носителей заряда из КТ с последующей безызлучательной рекомбинацией в матрице, при этом энергия активации тушения ФЛ совпадает по порядку величины с разностью ширины запрещенной зоны барьера и энергии максимума ФЛ, лежащей в диапазоне 2,2 - 3,7 эВ для исследованных КТ [7]. Экспериментально полученные значения энергии активации тушения ФЛ более чем на порядок величины меньше предсказываемых этой моделью. Для объяснения малых величин энергии активации в данной работе рассмотрены следующие механизмы безызлучательной рекомбинация в КТ: Ожерекомбинация, безызлучательная рекомбинация через глубокие центры, локализованные внутри или вне КТ. Анализ показал, что экспериментальные результаты объясняются в рамках следующей моделы: захваченые носители заряда туннелируют с уровней квантования КТ на уровни центров

безызлучательной рекомбинации, находящиеся вблизи КТ. При этом термическое тушение ФЛ вызвано увеличением заселенности возбужденных состояний КТ с ростом температуры, вероятность туннелирования с которых больше, чем с основных состояний. Энергии активации соответствует разность между энергиями возбужденного и основного состояний дырки. Процесс туннелирования возможен при наличии дефектов с полосами состояний в запрещенной зоне, перекрывающимися с уровнями электронов и дырок в КТ разного размера. В качестве таких дефектов могут выступать дислокации в матрице AIN, имеющие по литературным данным широкий спектр состояний в AIN.



Рис.1. Зависимость энергии активации от средней высоты КТ. Сплошная и штриховая линии – энергии первого и второго возбужденного состояний дырки, отсчитанные от энергии основного состояния дырки. Штрих-пунктирная линия – разность энергий возбужденного и основного состояний электрона.

- F. Widmann, J. Simon, N.T. Pelekanos, B. Daudin, G. Feuillet, J.L. Rouvie're, G. Fishman, Microelectronics. J., 30, 353 (1999).
- [2] F. Widmann, B. Daudin, G. Feuillet, Y. Samson, J. L. Rouviere, and N. Pelekanos, J. Appl. Phys. 83, 7618 (1998).
- [3] J. Simon, N. T. Pelekanos, C. Adelmann, E. Martinez-Guerrero, R. Andre., B. Daudin, Le Si Dang, and H. Mariette, Phys. Rev. B 68, 035312 (2003).
- [4] Neogi, H. Morkoc, T. Kuroda and A. Tackeuchi, T. Kawazoe and M. Ohtsu, Nano Lett., Vol. 5, No. 2, (2005).
- [5] H. Morkoc, M.A. Reshchikov, K.M. Jones, F. Yun, P. Visconti, M.I. Nathan, and R.J. Molnar, Mat. Res. Soc. Symp.,639, G11.2.1 (2001).
- [6] Yong-Hoon Cho, B. J. Kwon, J. Barjon, J. Brault, B. Daudin, H. Mariette, and Le Si Dang, Appl. Phys. Lett., 81, 4934 (2002).
- [7] E. C. Le Ru, J. Fack, and R. Murray, Phys. Rev. B 67, 245318 (2003)

NONRADIATIVE RECOMBINATION IN GaN/AIN QUANTUM DOTS

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

Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Lavrentieva avenue 13, 630090, Novosibirsk, ph.: +7(383)3304475, e-mail: zhur@thermo.isp.nsc.ru

Investigations of mechanisms of temperature quenching of the stationary photoluminescence of hexagonal GaN/AlN quantum dots grown by a molecular-beam epitaxy have been carried out. The maximum of a photoluminescence band of investigated structures is located in the range of 2.5 - 4 eV depending on an average size of quantum dots. It has been found that an activation energy of temperature quenching of photoluminescence depends on QDs size and increases from 27 up to 110 meV with decrease in quantum dot size. A model explaining experimental results according to which quenching of the photoluminescence occurs through thermo activated capture of carriers on levels of defects located in vicinity of quantum dots has been proposed.

МИКРОТВЕРДОСТЬ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ Ingan и InAIN, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ НУРЕ

<u>В.И.Николаев</u>, А.Е.Николаев, Э.А.Клементьев

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе, РАН,Политехническая ул. 26, Санкт-Петербург 194021 тел: +7(812)2927157, e-mail: nikolaev.v@mail.ioffe.ru

Измерение микротвердости - наиболее доступный способ получения экспресс информации о механических свойствах слоев. Несмотря на огромный интерес к полупроводниковым нитридам, информации об их механических свойствах в литературе мало, а имеющаяся достаточно противоречива. Причиной тому может быть недостаточная статистика измерений твердости и разнотипные образцы, выращенные разными способами при различных температурах и других технологических параметрах. Результаты измерения твердости нано твердомером особенно отличаются своим разбросом данных [1]. Последние, вероятно, требуют большей статистики измерений и учета того, что при небольшом проникновении индентора в слои, менее 1 мкм, определяющую роль играет приповерхностный слой, в котором зачастую присутствуют оксинитриды. Очень тонкие слои менее 1-2 микрона также малопригодны для такого рода измерений, поскольку непременно проявится влияние подложки, т.е. результат будет завышен в случае более твердых подложек (например Si)

В настоящей работе проводились исследования микротвердости InN содержащих слоев. Эпитаксиальные слои GaInN, AlInN были выращены модифицированным методом HVPE и имели толщину 4-15 микрон. Эпитаксия осуществлялась на предварительно выращенных темплатах GaN/Al₂O₃ базисной ориентации. Твердость материала определялась с помощью оптического микротвердомера путем измерения диагонали отпечатка алмазной пирамидки. Результат измерения подставлялся в формулу H_v =18,54 P/a² [GPa], где P нагрузка на пирамидку в граммах, а – диагональ отпечатка в микронах. В табл. 1 представлены величины микротвердости исследованных слоев

Crystal	Micro-hardness, Gpa		
GaN/Al ₂ O ₃	13.4		
GaN bulk [2]	13.0		
AlN bulk (face side)	13.9		
AlN bulk (substrate side)	13.4		
InN/Al ₂ O ₃	8.2		
In _{0.14} Al _{0.86} N	10.2		
In _{0.03} Al _{0.97} N	14.3		
In _{0.12} Ga _{0.88} N	13.2		
In _{0.03} Ga _{0.97} N	13.9		

Габлица	. Результат	ты измерения	н микротв	вердости	по Виккерс	у слоев	
полупроводниковых нитридов выращенных HVPE.							

На рис.1 показаны зависимости микротвердости эпитаксиальных слоев твердых растворов InGaN и InAlN в зависимости от доли в них InN. Содержание последнего определялось по данным измерения параметра решетки в направлении (0001) методом рентгеновской дифракции. Для контроля распределения индия по глубине использовался метод ЕРМА. Как видно из графиков наблюдается небольшое упрочнение слоев при малых добавках и последующее снижение твердости при увеличении этого компонента. Такой ход зависимости может быть связан с увеличением сопротивления деформированию при легировании, т.е. равномерном распределении индия по решетке, и разрыхлением матрицы образца при больших концентрациях, когда имеет место образование отдельных структурных фаз.

В работе будет проанализирована корреляция механических, оптических и структурных свойств выращенных слоев.



I.Yonenaga. MRS Internet J.Nitride Semiconductor Res. 7, 6 (2002)
 В.И.Николаев, В.В.Шпейзман, Б.И.Смирнов. Физ. твердого тела, т.42, №3, с.428-431 (2000)

Micro-hardness of InGaN and InAlN epitaxial layers grown by HVPE.

V.I.Nikolaev, A.E.Nikolaev, E.A.Klemet'ev

Ioffe Physico-Technical Institute, RAN, 26, Politechnicheskaya, 194021, St.Petersburg. Russia Phone: +7(812)2927157, e-mail: nikolaev.v@mail.ioffe.ru

Thick layers (4-15µm) of $In_xGa_{1-x}N$ and $In_xAl_{1-x}N$ with various In content were grown by modified HVPE. The films were tested by mechanical loading. Micro-hardness of the layers was studied. We observed slight increasing of this parameter at low concentration of indium and decreasing it at x>0.03. It was found that there is no difference between hardness of GaN and AlN crystals but InN is essentially soft.

ПОЛУЧЕНИЕ ПЛЕНОК ТВЕРДОГО РАСТВОРА (SiC)_{1-x}(AIN)_x МАГНЕТРОННЫМ РАСПЫЛЕНИЕМ СОСТАВНЫХ МИШЕНЕЙ

<u>М.К. Курбанов</u>*, Б.А. Билалов, Г.К. Сафаралиев, Рамазанов Ш.М. Дагестанский госуниверситет. Ул. М. Гаджиева, 43-а. 367025, г. Махачкала, тел. 8(722)676891, e-mail: dgu@dgu.ru;

Нитрид алюминия (AlN) и карбид кремния (SiC) образуют неограниченные псевдобинарные твердые растворы (SiC)_{1-x}(AlN)_x.

Твердые растворы (SiC)_{1-x}(AIN)_x также, как SiC и AIN весьма устойчивы к высокотемпературным, радиационным, химическим и механическим воздействиям, поэтому перспективны для создания приборов твердотельной электроники, работающих в экстремальных условиях.

Ширина запрещенной зоны $(SiC)_{1,x}(AIN)_x$ зависит от состава и изменяется от 5,8 до 2,8 эВ. В диапазоне составов 0,6 < x < 1 твердые растворы имеют прямозонную структуру. Благодаря этому $(SiC)_{1,x}(AIN)_x$ могут найти применение также в детекторах и источниках ультрафиолетового излучения.

Для получения объемных кристаллов твердого раствора (SiC)_{1-x}(AlN)_x наиболее распространенным является сублимационный "сэндвич" – метод (ССМ) [1]. Однако ССМ в силу свойственных ему высоких скоростей роста и температур выращивания, сложности контролирования технологических параметров не приемлем для получения тонких (наноразмерных) пленок (SiC)_{1-x}(AlN)_x.

В настоящее время для формирования тонких пленок и наноразмерных многослойных структур широкое распространение получили ионно-плазменные методы, особенно метод магнетронного распыления, что связано с простотой и надежностью технологии, с широкой возможностью управления процессом формирования пленок путем изменения плотности мощности разрядного тока и энергии осаждающихся атомов. При этом температура выращивания пленок также значительно ниже, чем при ССМ [2].

В настоящей работе представлены результаты исследований процессов формирования пленок $(SiC)_{1-x}(AIN)_x$ методом магнетронного распыления составных мишеней ионами аргона (Ar^{\dagger}) на постоянном токе.

Главная проблема при осаждении пленок $(SiC)_{1-x}(AIN)_x$ методом магнетронного распыления поликристаллических мишеней SiC-AIN на постоянном токе связана с высоким удельным сопротивлением мишеней, зависящим не только от технологии изготовления (зернистость порошков, давление и температура горячего прессования и.др.), но, главным образом, от химического состава, т.е. относительного содержания компонент SiC и AIN. SiC-полупроводник с шириной запрещенной зоны (Eg) от 2,5 до 3,3 эВ в зависимости от политипа. AIN- диэлектрик с Eg около 6 эВ. Поэтому в зависимости от соотношения SiC и AIN удельное сопротивление поликристаллической мишени твердого раствора SiC-AIN изменяется в широком диапазоне.

При содержании AlN более 60мол.% в мишени SiC-AlN удельное сопротивление возрастает настолько, что разрядный ток ограничивается высоким последовательным сопротивлением мишени и процессами накопления положительного заряда бомбардирующих ионов Ar⁺ в приповерхностной области мишени. При этом также происходит перераспределение напряжения между анодом и катодом. Напряжение на промежутке газового разряда (на плазме, включая прикатодное темное пространство) уменьшается, а падение напряжения на сопротивлении мишени возрастает, что приводит к росту напряженности электрического поля в ней. При этом активизируются процессы ударной ионизации атомов и локального пробоя мишени. Поскольку при магнетронном распылении химический состав осаждаемой пленки очень близок к составу мишени, то получение пленок $(SiC)_{1x}(AIN)_x$ с x>0,6 на постоянном токе значительно осложнено.

В работе представлена разработанная нами технология осаждения пленок $(SiC)_{1-x}(AIN)_x$ в широком диапазоне изменения состава, базирующейся на ионно-плазменном магнетронном распылении составных мишеней в атмосфере смеси газов азота и аргона. Мишени представляют собой диски из мелкозернистого SiC диаметром 10 см и толщиной 0,4 см, часть поверхности которых покрыто пленкой химически чистого алюминия, осажденного термическим испарением через маску в высоком вакууме. Пленки твердых растворов $(SiC)_{1-x}(AIN)_x$ толщиной до 2 мкм получены на подложках SiC политипа 6H (0001) и сапфира Al₂O₃ (0001).

Использование составных мишеней позволяет строго дозировать состав распыляемых атомов, а следовательно, концентрацию атомов Si, C, Al в пленке путем изменения покрытой алюминием площади поверхности мишени (S_{Al}/S_{SiC}). Концентрация атомов азота в синтезируемых пленках

регулировалась изменением соотношения $P_N/P_{oбm}$, где P_N парциальное давление азота, а P_{o6m} – полное давление газовой смеси в камере при распылении.

Условия осаждение пленок (SiC)_{1-x}(AlN)_x были следующие: температура подложки 500-1400°С, средняя скорость осаждения 0,1-0,15 нм/с, напряжение разряда 600÷1200 В, плотность разрядного тока 10÷50 мА\см², общее давление смеси газов Аг и N₂ 0,6÷1·10⁻³ мм.рт.ст.

Рентгенодифракционные исследования, пленок (SiC)_{1-x}(AlN)_x, проведенные на дифрактометре Дрон-2 с использованием излучения CuK_a показали, что пленки, полученные при температуре подложки ~500°С, имеют аморфную структуру. При температуре подложки свыше 700°С наблюдается кристаллическая фаза с размерами кристаллитов около 0,1-0,4мкм. При более высоких температурах Т≥1200°С формируются монокристаллические пленки (SiC)_{1-x}(AlN)_x со структурой вюрцита (2H). Угловое положение дифракционных рефлексов закономерно смещается в зависимости от состава, что указывает на образование гомогенных твердых растворов.

Измерение электропроводности пленок показали, что в зависимости от условий осаждения они обладают как n-, так и p-типом электропроводности. Тип и значение электропроводности зависит как от соотношения $P_N/P_{oбщ}$ в камере, так и от соотношения S_{AI}/S_{SiC} . При малом значении соотношения $P_N/P_{oбщ}$ или большом значении соотношения S_{AI}/S_{SiC} концентрация AI в пленках (акцептора в твердом растворе (SiC)_{1-x}(AIN)_x превышает концентрацию N (донора). В этих условиях пленки имеют дырочную проводимость. Увеличение соотношения $P_N/P_{oбщ}$ приводит к уменьшению свободного AI за счет образования комплексов AI-N, которые, переходя из газовой фазы в пленку, увеличивает в ней концентрацию AIN. При дальнейшем увеличении соотношения $P_N/P_{oбщ}$ проводимость.

Таким образом, варьируя параметрами $P_N/P_{oбщ}$ и S_{Al}/S_{SiC} при магнетронном распылении составных мишеней на постоянном токе можно эффективно управлять не только псевдобинарным составом $(SiC)_{1:x}(AIN)_x$, но и процессом легирования твердых растворов электрически активными донорными и акцепторными примесями

- [1] М.К. Курбанов, Б.А. Билалов, Г.К. Сафаралиев, Ш.М. Рамазанов. Влияние условий выращивания на свойства твердых растворов (SiC)_{1-x}(AIN)_x при сублимационной эпитаксии// Известия РАН, Неорганические материалы, 2007, Т.43, №12, -С.1446-1448.
- [2] Гусейнов М.К., Курбанов М.К., Билалов Б.А., Сафаралиев Г.К. Получение пленок твердых растворов (SiC)_{1-x}(AlN)_x методом магнетронного распыления // Письма в ЖТФ, 2005, Т.31, В.4, -C.13-16.

DEPOSITION OF SOLID SOLUTIONS (SiC)_{1-x} (AIN)_x FILMS BY MAGNETRON SPUTTERING OF COMPOUND SOURCES

M.K. Kurbanov*, B.A. Bilalov, G.K. Safaraliev, Sh.M. Ramazanov

Daghestan state university, M. Gadjieva str.,43-a. 367025, Mahachkala, Tel: 8 (722) 676891, e-mail: dgu@dgu.ru

The method of magnetron sputtering composite sources of silicon carbide and aluminium mixture of gases in the atmosphere of nitrogen and argon synthesized film solid solution $(SiC)_{1,x}$ (AlN)_x substrates for silicon carbide and sapphire. It has been shown that changing the area covered aluminium source of the surface of SiC and the ratio of partial pressure of nitrogen and argon in the chamber sputtering when you can manage such properties as psevdobinarny composition, the type of conductivity, the degree of doping deposited layers, the structure, composition and morphology of films. It was found that film $(SiC)_{1-x}$ (AlN)_x, deposited on 6H-SiC substrates at a temperature T> 1200°C, are single-crystal structure.

ОПТИЧЕСКИЕ, ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ (SiC)_{1-x}(AlN)_x

<u>Ш.М. Рамазанов*</u>, М.К. Курбанов, Б.А. Билалов, Г.К. Сафаралиев

Дагестанский госуниверситет. Ул. М. Гаджиева, 43-а. 367025, г. Махачкала, тел. 8(722)676891, e-mail: ramazanv@mail.ru.

Развитие полупроводниковой электроники требует исследований различных полупроводниковых материалов практически по всем направлениям. В настоящее время существует потребность в полупроводниковых приборах стойких к воздействию высокой температуры, радиации, в приборах, коротковолновой области оптического диапазона. Одними из наиболее работающих в перспективных в этом отношении являются твердые растворы карбида кремния с нитридом (SiC)_{1-x}(AlN)_x [1]. Особенно велика роль этих твердых растворов в создании алюминия эффективных оптоэлектронных приборов, основанных на гетеропереходах (инжекционные лазеры, светодиоды, фотоприемники, фотокатоды и т.п.). Благодаря большой ширине запрещенной зоны (2,8≤E_g≤5,8эВ) твердые растворы (SiC)_{1-x}(AlN)_x найдут применение особенно в тех областях, где требуется анализ ультрафиолетового излучения при наличии мошного вилимого или инфракрасного фона. Псевдобинарные твердые растворы (SiC)_{1-х}(AIN)_х позволяют существенно расширить диапазон важнейших электрофизических свойств SiC, открывают большие возможности при создании новых оптоэлектронных и высокотемпературных приборов. В них путем изменения состава возможно в широких пределах управлять оптическими и электрическими свойствами.

Как известно, оптические свойства полупроводников определяется зонной структурой материалов. Поэтому изменения в зонной структуре легче всего заметить по изменению оптического спектра полупроводника. Изменение оптического спектра поглощения может служить также критерием образования твердого раствора, так как только при образовании твердого раствора могут меняться зонные параметры полупроводника, влияющие на его оптические свойства. В целях определения этих изменений был проведен анализ спектров оптического пропускания полученных пленок. Для исследуемых образцов значения коэффициента поглощения рассчитывались из спектров оптического пропускания в диапазоне 0,3-0,5 мкм пленок (SiC)_{1-x}(AlN)_x с составами x=0,3; x=0,46, полученных на подложках сапфира при T=1100 К. Основной особенностью спектров является смещение спектральных кривых коэффициента оптического поглощения в коротковолновую область по мере увеличения содержания AIN. Наблюдаемый сдвиг края поглощения в сторону коротких волн с увеличением AlN в пленке связано с ростом ширины запрещенной зоны твердого раствора (SiC)_{1-x}(AlN)_x и свидетельствует об образовании твердого раствора в системе SiC-AlN. Коэффициент поглощения в области края поглощения меняется на 3-4 порядка. При достаточно больших концентрациях AIN межпримесные расстояния малы и излучательная рекомбинация осуществляется через донорно-акцепторные пары азот-алюминий. Вероятно, именно этот процесс ответственен за возникновение коротковолновой полосы излучения. Длинноволновая полоса излучения подобна «дефектной» люминесценции в чистом карбиде кремния [2]. Она возникает вследствие излучательной рекомбинации экситонного типа через точечный комплекс дефектов, в котором одной из компонент, наиболее вероятно является вакансия углерода. В твердых растворах (SiC)_{1-x}(AlN)_x содержатся, по меньшей мере, две группы центров, способных захватывать носители заряда противоположного знака (азот и алюминий).

Так же анализ спектров поглощения показал, что для составов с x < 0,6 проявляются переходы как в «непрямой» К-минимум, так и в «прямой» Г-минимум зоны Бриллюэна. С увеличением значения x расстояние между ними уменьшается, и точка перехода от «непрямой» к «прямой» структуре зон в $(SiC)_{1-x}(AIN)_x$ расположена вблизи x \approx 0,7. В зависимости от содержания AIN в твердых растворах параметры решеток изменяются по линейному закону (закон Вегарда). Рассогласование параметров решеток между AIN и 6H-SiC составляет 1%.

Исследования электропроводности пленок, выращенных при различных температурах подложки, показали, что с увеличением температуры подложки электропроводность пленок увеличивается, а энергия активации электропроводности уменьшается. Электропроводность пленок (SiC)_{1-x}(AIN)_x в исследованном диапазоне температуро бусловлена наличием примесей. Изменение температуры подложки от T~800K до 1300K приводит к увеличению электропроводности на 5-6 порядков. Увеличение электропроводности с повышением температуры связано с изменением структуры пленок (SiC)_{1-x}(AIN)_x и, возможно, с возрастанием концентрации электрически активных дефектов при высоких температурах.
Влияние температуры подложки на электропроводность связано, видимо, с изменением строения пленок, а также с появлением в них при высоких температурах различных примесей, т.к. попадание даже 0,1% примесей приводит к образованию 10^{19} см⁻³ добавочных примесных уровней в кристалле [3]. Однако если в структуре пленок имеются мелкие кристаллические образования и ограничивающие их поверхности в сумме сравнительно велики, то влияние уровней Тамма на электропроводность также может быть значительным. Периодичность расположения структурных единиц на поверхности кристалла естественно нарушена. Поэтому поверхности кристаллов можно рассматривать как своеобразные дефекты в решетке. Согласно [4] на поверхности кристалла могут образованься локальные энергетические уровни. При среднем расстоянии между атомами кристаллической решетки 3·10⁻⁸ см на 1 см² поверхности разместится 10^{15} атомов, которые создадут только 2·10¹⁵ см⁻³ добавочных уровней. Именно этим можно объяснить увеличение проводимости в поликристаллические поверхности в создадут только 2·10¹⁵ см⁻³ добавочных уровней. Именно этим можно объяснить увеличение проводимости в поликристаллических поеках.

- [1] Г.К.Сафаралиев, Закономерности формирования и физические свойства полупроводниковых твердых растворов на основе карбида кремния // Докт. диссертация, -Баку, 1988.
- [2] Ю.А.Вадков, Сб. статьей: Широкозонные полупроводники. Махачкала, 1988. с.169.
- [3] И.Е.Малыгин, Электрические свойства твердых диэлектриков Л., Изд-во «Энергия», 1974. с. 6.
- [4] I. E. Tamm, Uber eine Moglich Art der Elektronenbindungen an Kristalloberflachen.- «Physikal. Zeitschr. Der Sowjetunion», 1932, s. 733-746

OPTICAL, ELECTRICAL AND STRUCTURAL PROPERTIES OF SOLID SOLUTIONS (SiC)_{1-x}(AlN)_x

<u>Sh.M. Ramazanov</u>*, M.K. Kurbanov, B.A. Bilalov, G.K. Safaraliev Daghestan state university, M. Gadjieva str.,43-a. 367025, Mahachkala, Tel: 8 (722) 676891, e-mail: ramazanv@mail.ru:

Currently, there is a need for semiconductor devices resistant to the effects of high temperature, radiation, and the devices working in the field of optical short range. One of the most promising in this respect are solid solutions with silicon carbide aluminum nitride. Examinations of a composition, structure and an optical transmission of the films are carried out. The opportunity of reception monocrystal films $(SiC)_{1-x}(AIN)_x$, on substrates 6H-SiC is shown at temperature T~1000°C. With magnification content of AIN in a solid solution the edge of optical absorption is displaced to ultraviolet region. Studies of electrical films grown at different temperatures substrate, showed that with the increase in temperature substrate electrical films increases and decreases of electrical activation energy.

МОДЕЛИ МЕХАНИЗМОВ РАССЕЯНИЯ ФОНОНОВ И РАСЧЕТ ТЕПЛОВОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ СТРУКТУР ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ КАРБИДА КРЕМНИЯ С НИТРИДАМИ АЛЮМИНИЯ (SiC)_{1-x}(AIN)_x.

Б.А. Казаров¹*, Н.В. Баландина², В.И. Алтухов³.

¹Кавминводский институт (филиал) ЮРГТУ (НПИ). Ул. Октябрьская 84, 357820, г. Георгиевск, тел. +7(962)4564588, e-mail: kazarovbeniamin@mail.ru;

²Георгиевский технологический институт (филиал) СевКавГТУ. Ул. Тургенева-Гагарина 28/242, 357820, г. Георгиевск, тел. +7(928)3114191, e-mail: natalya balandin@mail.ru;

³Пятигорский государственный технологический университет. Ул. 40 лет Октября 56, 357502,

г. Пятигорск, тел. +7(962)4240048, e-mail: kazarovbeniamin@mail.ru.

В работе разработаны модели теплового сопротивления и механизмов рассеяния фононов в кристаллах политипов SiC, твердых растворах и керамиках на основе SiC-AlN. Уникальные свойства SiC и его твердых растворов позволяют улучшить практически все характеристики элементов (устройств) и приборов силовой электроники, оптоэлектроники и микросистемной техники.

Наиболее важными среди модификаций (политипов) кристаллического карбида кремния являются политипы с гексагональной ячейкой 4H–SiC, 6H–SiC и 3C–SiC (с элементарной ячейкой типа цинковая огранка). В основном в политипах SiC атомные слои с кубической (С) и гексагональной (Н) симметрией чередуются в строгом порядке в направлении С – оси по типу одноразмерной сверхрешетки с периодом, различным для разных политипов. При этом поведение кривой теплопроводности K(T) карбида кремния (SiC) при низких температурах, в отличие от ряда других механических, диэлектрических характеристик, существенно зависит от характера политипа. С другой стороны данные по кривой K(T) при высоких температурах ($T_c=1360$ °C) обнаруживают наличие фазовых превращений в поликристаллических образцах β – SiC.

При наличии в системе фазового перехода рассеяние тепловых фононов ω на критических можно представить в виде логарифмической особенности (квазиупругое рассеяние) [1]. Для обратного времени релаксации, обусловленного рассеянием фононов на кластерах-наночастицах со средним радиусом г и концентрацией N, можно взять приближенное выражение [1,2]:

$$\gamma_{k}(\mathbf{x}) = N \cdot M \cdot r^{2} \cdot \begin{cases} 1 + R \cdot e^{\frac{-r \cdot x \cdot y}{3u_{0}}}, & b < \frac{r \cdot x \cdot y}{u_{0}}; \\ \left(1 + R \cdot e^{\frac{-b}{3}}\right) \cdot \left(\frac{r \cdot x \cdot y}{u_{0}}\right)^{4}, & b \ge \frac{r \cdot x \cdot y}{u_{0}}. \end{cases}$$
(1)

где *R* и *b* зависят от упругих свойств кластера (наночастицы) и матрицы; М связана с приведенной скоростью фонона υ_0 , $x=\omega/\omega_D$; $\omega_D=y\cdot10^{13}$ сек⁻¹ – характеристическая частота кристалла (Дебая).

Результаты расчетов кривых K(T) для политипов SiC, $(SiC)_{1-x}(AIN)_x$ и керамики на основе SiC-AlN представлены на рисунке 1. Видно, что вблизи температуры фазового перехода T_c критическое рассеяние фононов играет доминирующую роль и определяет характер аномального поведения теплового сопротивления около T_c .

Таким образом, в работе предложены методы и модели для расчета тепловых свойств твердых растворов на основе карбида кремния. Результаты численных расчетов кривых K(T) согласуются с данными по теплопроводности исследуемых кристаллов карбида кремния, твердых растворов и керамики на его основе. Подобранные в ходе вычислений параметры времен релаксации фононов отвечают физически обоснованным представлениям о характере рассеяния тепловых фононов в кристаллах карбида кремния и твердых растворах на его основе.

Для политипов кристаллов SiC, в ходе сравнения результатов расчетов с экспериментом, были подобраны следующие значения параметров (A, B, D, a [1,2]) времен релаксации фононов: 4H–SiC: $A = 8,5\cdot10^4$; $B = 10^5$; D = 100; a = 340; 6H–SiC: $A = 9\cdot10^4$; $B = 10^5$; D = 100; a = 460; 3C–SiC: $A = 6\cdot10^5$; $B = 10^5$; D = 100; a = 250 (см. рисунок 1).



Рисунок 1 – Температурная зависимость теплопроводности кристаллов SiC [3]: 1, 2, 3 – эксперимент; 5, 6, 7, 8 (рис а) – эксперимент; 13, 14 (рис. б) – эксперимент. Обозначения (сверху вниз) 1, 2, 3 – политипы 4H–SiC, 6H–SiC и 3C–SiC соответственно, 5, 6, 7, 8 – образцы (SiC)_{1-x} (AIN)_x (5 – x = 0.1, 6 – x = 0.3, 7 – x = 0.5, 8 – x = 0.7 (рис. а)); 13, 14 (рис. б) – кривые температурной зависимости коэффициента теплопроводности поликристаллического β -SiC (13 – для плоского образца; 14 – для образца в виде стержня). Результаты расчетов: рассеяние фононов на двухуровневых ионах $\gamma_m \neq 0$ и фазовым переходом $\gamma_c \neq 0$, $T_n=1543.16$ K (кривая 4, 9); с разными с₁ при $\gamma_c \neq 0$, $\gamma_0 \neq 0$ (кривые 10, 11), $\gamma_m \neq 0$ (кривая 12) соответственно.

- В.И. Алтухов, А.Т. Ростова. Моделирование особенностей теплового сопротивления кристаллов с дефектами, наночастицами и фазовыми переходами. – Ставрополь: СевКавГТУ, 128 с., (2007).
- [2] Казаров Б.А. Моделирование и расчет тепловых, электрических свойств сегнетоэлектрических и полупроводниковых материалов твердотельной электроники: Автореф. дисс. канд. физ.-мат. наук, Махачкала, ДГУ, (2007).
- [3] Сафаралиев Г.К., Таиров Ю.М., Цветков В.Ф., Шабанов Ш.Ш. и др. Получение и свойства поликристаллических твёрдых растворов SiC – AlN //Физика и техника полупроводников. Т.27, вып.3 1993. С. 402-408.

MODELS OF CANALS SCATTERING PHONONS AND THE THERMAL CONDUCTIVITY CALCULATIONS OF STRUCTURES SOLID SOLUTIONS (SiC)_{1-x} (AIN)_x

B.A. Kazarov¹*, N.V. Balandina², V.I. Altukhov³.

¹Kawminvodsky institute (philial) SRSTU (NPI). Oktyabrskaya Street 84, 357820, Georgievsk, phone. +7(962)4564588, e-mail: kazarovbeniamin@mail.ru;
²Georgievsky technological institute (philial) NCSTU. Turgeneva-Gagarina Street 28/242, 357820, Georgievsk, phone. +7(928)3114191, e-mail: natalya_balandin@mail.ru;
³Pyatigorsky state technological univercity. 40 years October 56, 357502, Pyatigorsk, phone. +7(962)4240048, e-mail: kazarovbeniamin@mail.ru.

The models of thermal conductivity and the canals scattering phonons in crystal politypes SiC, $(SiC)_{1-x}$ (AIN)_x and SiC-AIN ceramics are developed. The results of calculations are consent with experimental data.

ПРИРОДА ПОЛОСЫ, ВОЗНИКАЮЩЕЙ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЯХ GaN И КВАНТОВЫХ ЯМАХ InGaN/GaN, ЛЕГИРОВАННЫХ Eu.

<u>В.В. Криволапчук</u>*, М.М. Мездрогина, Э.Ю. Даниловский, Р.В. Кузьмин, М.В. Заморянская, А.Н. Трофимов, Ю.В. Тубольцев

УРАН ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия, e-mail:

vlad.krivol@mail.ioffe.ru

Наши исследования показали, что при легировании эпитаксиальных слоев GaN и структур с квантовыми ямами InGaN/GaN европием (Eu) наблюдаются существенные изменения спектра излучения. Характер этих изменений определяется: типом проводимости (п или р) для слоев GaN; для структур с квантовыми ямами InGaN/GaN типом (А или В; В - более совершенные), отличающимся концентрацией дефектов. При легировании слоев GaN р-типа проводимости Еи значительно увеличивается интенсивность излучения в области 390 – 420 нм – полоса В_{RE}. В материале п-типа с большой концентрацией дефектов введение Ец приводит только к изменению соотношения между состояниями с большим и малым радиусом локализации. В слоях n-GaN достаточно высокого качества легирование Еи практически не приводит к изменениям спектра излучения в области λ=390-420 нм. При этом необходимо заметить, что этой спектральной области (λ = 390-420 нм) в GaN отвечает полоса донорно-акцепторной рекомбинации. При анализе причины возникновения полосы B_{RE} в GaN необходимо заметить следующее. Применительно к эпитаксиальным слоям GaN, которые легированы РЗИ, такая трансформация спектра излучения известна и обусловлена тем, что РЗИ с зарядовым состоянием 3+ в соединениях А³В⁵ являются изовалентными примесями, находящимися в катионной подрешетке этих соединений, и порождают ловушки для неравновесных носителей. Поэтому увеличение интенсивности излучения в области спектра λ =3800-4200A (полоса B_{RE}) кристаллов GaN р-типа проводимости возникает вследствие образования экситонов, связанных на изовалентной примеси Eu³⁺ и переноса возбуждения между уровнями мелких примесей, участвующих в формировании полосы донорно-акцепторной рекомбинации и уровнями, которые порождаются редкоземельными ионами. В материале n-типа концентрация дырок, необходимая для образования достаточной концентрации экситонов, локализованных на изовалентных примесях, мала, вследствие чего полоса B_{RE} практически не формируется.

Для того, чтобы убедится в том, что возрастание полосы B_{RE} связано с высвечиванием экситонов, локализованных на изовалентной примеси Eu^{3+} , а не связано с донорно-акцепторной рекомбинацией мы исследовали поведение этой полосы в зависимости от интенсивности возбуждения в широком диапазоне величины (два порядка). При этом возбуждение осуществлялось как светом (325 нм – лазер), так и электронным пучком (катодолюминесценция). Эксперименты показали, что положение максимума полосы B_{RE} строго не зависит от интенсивности возбуждения. Кроме того, исследовались время-разрешенные спектры при варьировании времени задержки в широком диапазоне (0 – 40 µs), которые также показали независимость положения максимума полосы B_{RE} от времени задержки. Величина FWHM полосы B_{RE} при увеличении времени задержки изменяется не монотонно – вначале резко уменьшается, а затем увеличивается. Это указывает на то, что в формировании этой полосы принимают участие состояния с разными временами жизни. К этим различным состояниям можно отнести состояния экситоров на изовалентных примесях Eu^{3+} и мелкие состояния, образующие донорно-акцепторную рекомбинацию, причем между этими состояниями возможен перенос электронного возбуждения.

В образцах (InGaN/GaN) А типа после легирования Еи практически полностью исчезает линия, отвечающая люминесценции (прямому оптическому переходу между уровнями пространственного квантовании) из квантовых ям E_{QW} =2.774 eV (FWHM=136 meV) и максимум линии излучения оказывается в области длин волн λ =3800-4200A (E_R =3.17 eV). Причем это сопровождается увеличением величины FWHM=169 meV и интегральной интенсивности (\approx в 7 раз). Это положение (и ширина) линии ФЛ соответствует оптическому переходу, в котором как минимум одно состояние находится в слое GaN. В образцах структур MQW<Eu> В типа характер изменения спектра при легировании Еu заметно отличается. В этом случае наблюдается существенно меньший (относительно образцов А типа) сдвиг линии E_{QW} . При этом форма и величина FWHM, практически, не изменяется, а интенсивность линии люминесценции, отвечающей внутри ямной рекомбинации, уменьшается, но не исчезает. Несмотря на сравнительно небольшой сдвиг, сохранение формы и величины FWHM линии указывает на то, что реализуется пространственно-прямой переход между

состояниями квантовой ямы. Есть основание полагать, что этот сдвиг линии обусловлен возникающей в результате введения РЗИ деформации решетки.

Уменьшение интенсивности линии, отвечающей люминесценции из квантовых ям, свидетельствует об уменьшении заселенности излучающих состояний локализованных в яме. Причиной этого является перенос носителей с уровней пространственного квантования на уровни связанные с Eu. C целью выяснения особенностей процессов переноса измерялась интегральная интенсивность линии излучения в структурах легированных Eu (MQW<Eu>) в зависимости от разности энергий ($E_{\rm QW}$ - $E_{\rm Eu}$), определяющей вероятность переноса. Оказалось, что существует корреляция между интегральной интенсивностью и величиной $\Delta E = (E_{\rm QW} - E_{\rm Eu})$: чем ближе максимум линии излучения в исходном образце к уровням Eu (меньше величина ΔE), тем заметнее уменьшается интенсивность. Этот факт отражает наличие переноса носителей на состояния ($E_{\rm QW}$ =2.79÷2.89 eV) являются состояния иона Eu $^5D_2 - E=2.66$ и $^5D_1 - E=2.35$ eV, то перенос осуществляется именно на них.

Таким образом, из приведенных экспериментов, принимая во внимание свойства донорноакцепторного излучения и излучения экситонов на изовалентных примесях, следует, что природа полосы B_{RE} обусловлена именно изовалентными примесями Eu^{3+} . Кроме того можно полагать, что при дополнительном легировании структур с квантовыми ямами РЗИ, обладающими необходимым спектром возбужденных состояний в нужной спектральной области, станет возможным вследствие эффекта сенсибилизации управляемо изменять эффективность излучения таких структур.

NATURE OF ARISING BAND IN THE EPITAXIAL LAYERS GAN AND IN THE STRUCTURES WITH QUANTUM WELLS INGAN/GAN UNDER EU DOPING

<u>V.V. Krivolapchuk</u>*, M.M. Mezdrogina, E.Ju. Danilovskii, R.V. Kuzmin, A.N. Trofimov, Ju.V. Tubolzev, M.V. Zamorjanskaja

Ioffe Phisico-Technical Institute, 194021, St. Petersburg, Russia, e-mail: vlad.krivol@mail.ioffe.ru

Spectra of emission of GaN layers and GaN/InGaN quantum wells under doping of Eu were investigated by cathodo- and photoluminescence. It was found the appearance of intensive emission band (named as B_{RE}) in the result of doping.

It was found the nature of band B_{RE} (intensive emission on λ = 380-440nm in GaN and InGaN/GaN structures) was stimulated Eu ³⁺ ions as isovalent traps. It was proposed about the perfection of GaN/InGaN parameters structures as result of Eu doping due to sensitization effect.

ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ ZnO/p-GaN<Er+Zn>, ZnO/p-AlGaN<Er+Zn>

М.М. Мездрогина^{*1}, В.В.Криволапчук¹, <u>Э.Ю. Даниловский¹</u>, Р.В. Кузьмин¹, С.В. Разумов², С.А. Кукушкин³, А.В. Осипов³

¹ УРАН ФТИ им. А.Ф.Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, Россия, e-mail: margaret.m@mail.ioffe.ru ² С-ПбГЭТУ, г.Санкт-Петербург, Россия.

³ Институт проблем машиноведения Российской академии наук, 199178 Санкт-Петербург,

Россия.

Гетероструктуры n-ZnO/p-GaN интенсивно исследуются в настоящее время вследствие возможной реализации на их основе новых светоизлучающих приборов с высокой эффективностью. ZnO - прямозонный широкозонный полупроводник (E_g = 3,34eV) - материал для создания оптоэлектронных приборов для видимого и ультрафиолетового диапазонов спектра, способных работать при более высоких температурах, чем другие полупроводники, поскольку энергия связи свободного экситона при комнатной температуре E=60 meV.

Целью данной работы является определение параметров спектров фотолюминесценции, таких как длины волн излучения и интенсивность, гетероструктур на основе $n-ZnO/p-GaN \le Er + Zn >$, p-AlGaN $\le Er + Zn >$.

Все исследованные в данной работе слои n-ZnO были получены методом магнетронного распыления на различных подложках (c-Si, SiC, p-GaN, p-GaN<Er+Zn>, p-AlGaN, p-AlGaN<Er+Zn>), при постоянной температуре $T = 520^{\circ}$ С. При оценке качества полученных слоев n-ZnO использовали для сравнения спектры фотолюминесценции объемных кристаллов ZnO, полученных гидротермальным и газо-фазным методами.

Исследовалось влияние материала подложки на характеристики спектров ФЛ пленок n-ZnO (толщина пленки 0,6 мкм). Показано, что вид спектра ФЛ пленок меняется, хотя максимум излучения находится на длине волны экситонной рекомбинации ($\lambda_{MAX} = \text{const} = 3707\text{A}$) для всех пленок.

Ег в p-GaN, p-AlGaN был введен с помощью метода диффузии: пленки Ег наносилась термически. Тем же методом вводили Ег в пленки n-ZnO. В случае дополнительного легирования p-GaN<Er>, p-AlGaN<Er> ко-допантом пленку Zn наносили на поверхность кристалла методом высокочастотного распыления (мишень Zn, в атмосфере Ar, частота электромагнитного поля f=13,56 МГц) после нанесения пленки Ег, затем проводился отжиг в атмосфере аммиака при температуре равной 1000-1050⁰С в течение 1-1,5 час.

Исследовано влияние легирования Ег на вид спектров ФЛ объемных кристаллов и пленок n-ZnO. В случае, когда интенсивность линии излучения $\lambda = 3707A$ в нелегированных пленках n-ZnO была больше, чем интенсивность излучения примесной полосы $\lambda = 4800-5800A$, в результате легирования происходило уменьшение интенсивности излучения как в коротковолновой области спектра ($\lambda = 3707A$), так и в длинноволновой области ($\lambda = 4800-5800A$). В случае объемного кристалла ZnO легирование Ег не приводит к сдвигу линии излучения в коротковолновую область спектра, но приводит к увеличению интенсивности полосы излучения в длинноволновой области.

Слои p-GaN были получены методом газо-фазного разложения металл органических смесей (MOCVD), концентрация дырок $p = 1,7 \cdot 10^{17}$ сm⁻³ и легированы Er, Zn (p-GaN<Er+Zn>). Для уменьшения концентрации дефектов в слоях p-GaN использовали процесс геттерирования редкоземельными ионами (P3И) и дополнительно введенной мелкой примесью Zn.

Слои p-AlGaN также были получены методом газо-фазного осаждения (MOCVD). Легирование только глубокой примесью - Ег приводит к существенному увеличению интенсивности излучения $\lambda = 4060$ A, как и при легировании p-GaN<Er> . Как и в случае легирования p-GaN при легировании дополнительно введенной примесью - Zn (p-GaN<Er+Zn>) происходит уменьшение интенсивности излучения линии $\lambda = 4060$ A в спектрах ФЛ слоев p-AlGaN (p-AlGaN<Er+Zn>).

Гетероструктуры n-ZnO/p-GaN<Er+Zn>, p-AlGaN<Er+Zn> были выращены при нанесении на сапфировую подложку слоев p-GaN, p-AlGaN после чего было проведено последовательное легирование Er и Zn (p-GaN<Er+Zn>, p-AlGaN<Er+Zn>), отжиг в среде аммиака ($T_{orm} = 1050$ °C), последним наносили тонкий слой n-ZnO (толщиной менее 0,1 мкм).

Спектр ФЛ полученной таким образом гетероструктуры n-ZnO/p-GaN<Er+Zn>, представлен на рис.1 (кривая 1 - p-GaN, кривая 2 - p-GaN<Er >, кривая 3 - p-GaN<Er+Zn>, кривая 4 - p-GaN<Er+Zn>+n-ZnO). При использовании в качестве нижнего слоя p-AlGaN<Er+Zn> спектр ФЛ структуры был идентичен спектру ФЛ гетероструктуры при использовании нижнего слоя - p-GaN<Er+Zn>. Интегральная интенсивность излучения гетероструктуры увеличилась (по сравнению

с интенсивностью излучения слоев p-GaN<Er+Zn>, AlGaN<Er+Zn>), более чем в 13 раз. По всей вероятности, увеличение интенсивности излучения связано с наличием эффективной туннельной излучательной рекомбинации захваченных носителей, что обусловлено высоким качеством интерфейса n-ZnO/p-GaN



Рис.1. Спектры ФЛ гетероструктуры n-ZnO/p-GaN<Er+Zn>. Возбуждение He-Cd лазером (3250A), T=77 К

Увеличение толщины слоя n-ZnO в гетероструктурах n-ZnO/p-GaN <Er+Zn> приводит лишь к появлению спектра ФЛ, характерного для n-ZnO. При травлении этого слоя происходит изменение вида спектра: спектр ФЛ становится характерным для p-GaN<Er+Zn>, но с меньшей интенсивностью излучения. Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 07-02-00854, "Низко коррелированные системы" Президиума РАН.

HETEROSTRUCTURES n-ZnO/p-GaN<Er+Zn>, p-AlGaN<Er+Zn>

M.M. Mezdrogina^{*1}, V.V. Krivolapcuk¹, <u>E.Yu. Danilovskii¹</u>, R.V. Kuzmin¹, S.V. Razumov², S.A. Kukushkin³, A.V. Osipov³

¹ A.F. Ioffe Phisical-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia, email: margaret.m@mail.ioffe.ru

² St. Petersburg State Electrotechnical University, 197376 St. Petersburg, Russia.

³ Institute of Problems of Mechanical Engineering, Russian Academy of Sciences, 199178 St. Petersburg, Russia.

Luminescence intensity of n-ZnO/p-GaN<Er+Zn>, n-ZnO/AlGaN<Er+Zn> is about ten times higher than one for n-ZnO, p-GaN<Er+Zn>, AlGaN<Er+Zn>. We binding this with increase efficiency of carriers tunneling recombination, due to decrease concentration of non-radiative recombination centers localized on interface of p-GaN<Er+Zn>, AlGaN<Er+Zn> and n-ZnO.

ИНИЦИАТИВА ГОСУДАРСТВЕННОЙ КОРПОРАЦИИ «РОССИЙСКАЯ КОРПОРАЦИЯ НАНОТЕХНОЛОГИЙ» ПО РАЗВИТИЮ СВЕТОДИОДНОЙ ИНДУСТРИИ

С.С.Поликарпов

ГК «Роснанотех» 117420, г.Москва, ул.Наметкина, 12A Sergey.Polikarpov@rusnano.com

Целями Государственной корпорации «Российская Корпорация нанотехнологий» являются содействие реализации государственной политики в сфере нанотехнологий, развитие инновационной инфраструктуры в сфере нанотехнологий, реализация проектов создания перспективных нанотехнологий и наноиндустрии.

Для достижения этих целей Корпорация реализует следующие основные функции:

- рассматривает проекты в сфере нанотехнологий в целях последующего предоставления финансовой поддержки за счет средств Корпорации;
- осуществляет организационную и финансовую поддержку НИОКР в сфере нанотехнологий;
- осуществляет финансирование проектов в сфере нанотехнологий, предусматривающих внедрение нанотехнологий или производство продукции в сфере наноиндустрии;
- осуществляет финансирование проектов по подготовке специалистов в сфере нанотехнологий;
- осуществляет мониторинг реализации проектов в сфере нанотехнологий, финансируемых за счет средств Корпорации.

Основными направлениями инициативы являются:

- Финансирование проектов по производству светодиодов и светотехники на основе светодиодов.
- Создание дорожной карты (детального комплексного плана достижения поставленной цели) по развитию светодиодной индустрии.
- Финансирование НИОКР в этой области.
- Оказание административной, нормативной и организационной помощи.

Инициатива Государственной корпорации охватывает такие направления развития, как светодиоды на неорганических гетероструктурах, органические светодиоды, использование квантовых точек. Актуальные проблемы в этих областях включают технологии формирования наноструктурных сред с эффективной электролюминесценцией, разработка люминофоров, создание эффективных конструкций светодиодов, технологическое оборудование, сырьевые материалы, безопасность технологий и продукции, метрологическое обеспечение и стандартизация.

Требования к проектам:

- Корпорация рассматривает только те проекты, в основе реализации которых лежит разработка или применение нанотехнологий.
- Корпорация рассматривает проекты, результаты которых позволяют:
 - Создать новые классы продукции, оборудования и технологий; новые сегменты рынка; новые услуги
 - Превзойти на момент окончания проекта технико-экономические параметры продукции и технологий лучших аналогов, и тем самым получить устойчивые конкурентные преимущества.
- Заявка проекта должна содержать четкое обоснование научно-технической, производственнотехнологической и экономической реализуемости проекта
- Проекты должны иметь четкую маркетинговую стратегию, иметь профессиональное управление и проектную команду, сочетающую все компетенции, необходимые для успешной реализации данного проекта.
- При выполнении проекта должна быть предусмотрена защита прав имеющейся или создаваемой в ходе выполнения проекта интеллектуальной собственности.
- Объем годовой выручки компании, через пять лет после начала проекта должен составлять не менее 250 млн. руб.

INITIATIVE OF RUSSIAN CORPORATION OF NANOTECHNOLOGIES ON DEVELOPMENT OF LED INDUSTRY

S.S.Polikarpov

RCNT 117420, Moscow, Nametkina str., 12A Sergey.Polikarpov@rusnano.com

HIGH YIELD AND THROUGHPUT MOCVD SYSTEM FOR SOLID STATE LIGHTING

A. Gurary, W. Quinn, E. Armour, S. Raman, and S. Kim

VEECO TurboDisc Operations, 394 Elizabeth Avenue, Somerset NJ, USA, e-mail: agurary@veeco.com

Nitride LED's are occupying larger and larger space in the world of lighting application such as automotive, cell phones and camera flushes, large screen displays, laptop backlighting, streetlights, architectural and landscaping. Success of LED implementation into these and other areas strongly depends on reduction of the LED price. Hence, the most important parameter for production level Metal **O**rganic Chemical Vapor Deposition (MOCVD) equipment is a cost of producing square unit of material that meets specification or Cost of Ownership (CoO).

CoO calculation requires detailed understanding of many parameters. As we all know total productivity is a combination of parameters like Mean Time Between Failure (MTBF) and Mean Time For Maintenance (MTFM) can be obtained only by processing real production data collected during relatively long time. Other parameters such as reactant and labor cost can vary significantly for different countries shifting priorities between efficiency optimization and automation implementation. Complexity of detailed CoO calculation requires identifying most critical parameters affecting it. According to our analysis critical parameters are: throughput (total wafer surface produced per time unit on predefined time base, number of 4.0" wafers per day), yield (percentage of the wafer area that meet specification relatively to total wafers area produced during predefined time base) and reactants cost.

Throughput is defined mostly by number of wafers per deposition run, run duration, time between runs and system utilization (percentage of the time system is producing materials on predefined time base). These parameters are addressed in the recently released VEECO K465GaN system shown in Figure 1. Reactor can accommodate wafer carriers for 45 two inch or 12 four inch wafers which makes it the world's largest modern production GaN MOCVD systems. Robotic wafer carrier transfer reduces time between runs significantly and keeps the reactor from been exposed to contamination which eliminate requirements for lengthy "between run" cleaning. Process reactor design was optimized using Computational Fluid Dynamic (CFD, Fluent) to provide for high growth and reduce deposition run time. Reactor optimization also resulted in reduced parasitic deposition that increases time between maintenance and improves system utilization.

Yield, in general, should include all characteristics shown in material specification which would make its definition extremely complicated. It is why PL uniformity is most often used as an integrated parameter for the yield calculation. Historically the PL based yield was defined as combination of several parameters such as average wafers uniformity, wafer-to-wafer average wavelength, and run-to-run wavelength repeatability. It is no surprise that this approach was at least very confusing. During last several years industry start to utilize more integrated and direct parameter – yield for specific bin size. While VEECO developed special software (Figure 2) that allowed us to generate cumulative curve for yield vs. bin size, the most common is to specify yield for bin sizes of 10 nm, 7.5 nm and 5 nm.

Yield is also very significant factor because of relatively high cost of after-epitaxial process steps in LED manufacturing and significant price difference between low-end product and a high-end product, typically defined by smaller bin size places more complexity in understanding the true impact of yield improvement. Reactant cost, especially of high purity Ammonia, present significant component of CoO. One of the key design goals of our K465GaN system improved NH3 efficiency. More than 40% improvement in NH3 efficiency was realized due to modification of the injection compared with our previous generation GaN product - K300GaN system.



Figure 1. New K465GaN large scale production system for 45x2.0" or 12x4.0" wafer carriers



Figure 2. PL map for 45x2.0" wafers and cumulative curve calculated by VEECO software

ВЫСОКОПРОИЗВОДИТЕЛЬНАЯ МОСVD УСТАНОВКА ДЛЯ ТВЕРДОТЕЛЬНОГО ОСВЕЩЕНИЯ

A. Gurary, W. Quinn, E. Armour, S. Raman, and S. Kim

VEECO TurboDisc Operations, 394 Elizabeth Avenue, Somerset NJ, USA, e-mail: agurary@veeco.com

В докладе описана новая MOCVD установка VEECO K465GaN с подложкодержателем на 45 двухдюймовых или 12 четырехдюймовых подложек (рекорд на данный момент) автоматической загрузкой. Показано, что эта система удовлетворяет растущим требованиям рынка к повышению производительности, снижению себестоимости и повышению качества эпитаксиальных структур.

MACCOBOE ΠΡΟИЗВОДСТВО ЭΦΦΕΚΤИΒΗЫХ СИНИХ Alingan CBETOДИОДНЫХ СТРУКТУР

Д.А.Бауман¹, Е.Д.Васильева², А.Л.Закгейм³, Д.А.Лавринович¹, <u>В.В.Уелин¹</u> А.Е.Черняков³, Н.М.Шмидт³, Б.С.Явич^{*1}

¹ЗАО "ЭПИ-Центр" пр.Энгельса, д.27, 194156, Санкт-Петербург, тел.+7(812)7021087,

*e-mail:byavich@svetlana-o.spb.ru;

²ЗАО "Светлана-Оптоэлектроника" пр. Энгельса, д.27, 194156, Санкт-Петербург;

³Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур при Физикотехническом институте им. А.Ф.Иоффе, РАН, Политехническая ул., д.26, 194021, Санкт-Петербург.

Получение структур осуществлялось на высопроизводительной (21х2") установке E300 фирмы "Veeco", оснащенной системой мониторинга температуры, коэффициента отражения и скорости роста эпитаксиальных слоев. Структуры, выращенные на (0001) сапфировых подложках, состояли из LT GaN и n-GaN слоев, переходной InGaN и активной MQW InGaN/GaN областей, p-AlGaN блокирующего и p-GaN контактного слоев.

Кристаллы, изготовленные из этих структур, предназначались для производства мощных светодиодов (СД) флип-чип конструкции с отражающим р- контактом и выводом излучения через подложку [1]. Основное внимание в данной работе было уделено вопросам воспроизводимости параметров структур от процесса к процессу и достижению максимальной однородности параметров, как по площади отдельных структур, так и от структуры к структуре. Сказанное иллюстрирует рис.1, на котором приведены результаты измерений кривых качания от четырех образцов, снятых в режиме ω-2ω методом высокоразрешающей рентгеновской диффрактометрии (HRXRD). Образцы были выращены по одинаковой программе в период с конца марта по конец октября 2007 г. Наблюдается очень хорошая воспроизводимость между образцами по составу алюминия и индия.

Применение структур в конструкциях белых СД с люминофорным преобразованием синего излучения в желто-зеленую полосу потребовало решения проблемы настройки максимума полосы синего излучения относительно полосы поглощения люминофора. Была достигнута требуемая точностью ±2 нм в сочетании с однородным распределением эффективности по площади структур.

Типичные значения внешней квантовой эффективности (ВКЭ), измеренные на кристаллах площадью 0.13 мм² после напыления контактов и разделения, приведены на рис.2. Значения ВКЭ в максимуме достигают 19-21% и монотонно уменьшаются до 13-15 % при токе накачки, соответствующему 100 А/см². Подобное падение ВКЭ с увеличением тока характерно для большинства коммерческих AlGaInN СД. Следует отметить, что достигнутые величины ВКЭ несколько уступают опубликованным максимальным значениям, измеренным на чипах подобного размера и изготовленных из структур, выращенных на обычных сапфировых подложках [2].

В работе будут приведены результаты деградационных испытаний чипов, смонтированных на теплоотводе. В частности было установлено, что в широком диапазоне плотностей токов вплоть до 100 A/cm² в режимах ускоренной деградации (Ткорп=95[°] C, Tj = 103[°] C) в течение 2500 часов относительное уменьшение эффективности чипов не превышало 15%.

В настоящее время получаемые AlGaInN структуры используются в производстве осветителей широкого применения, разрабатываемых и выпускаемых ЗАО "Светлана-Оптоэлектроника".

[1] Д.А.Антоненков, Д.А.Бауман, А.А.Богданов и др. Высокомощные синие и белые светодиоды ИРС50/МК24: конструкция и характеристики в сравнении с зарубежными аналогами (см. настоящий сборник)

[2] Y.Narukava, J.Narita, T.Sakamoto et.al., JJAP, 45 (417), L1084-L1086 (2006).



Рис. 1. Кривых качания четырех образцов, измеренные в режиме ω-2ω



Рис.2. Зависимость внешнего квантового выхода серии чипов от тока.

MASS PRODUCTION OF EFFICACIOUS AllnGaN WAFERS FOR BLUE LEDs

 D.A.Bauman¹, E.D.Vasilyeva², A.L.Zakgeim³, D.A.Lavrinovich¹, <u>V.V.Uelin¹</u>, A.E.Chernyakov³, N.M.Schmidt³, B.S.Yavich^{1*}
¹ "EPI-Centre", Engel'sa 27, 194156, Saint-Petersburg, phone: +7(812)7021087, *e-mail: byavich@svetlana-o.spb.ru;
² "Svetlana-Optoelectronica", Engel'sa 27, 194156, Saint-Petersburg;
³ A.F.Ioffe Physico-Technical Institute, Scientific Engineering Center for Microelectronics;

Polytechnicheskaya 26, 194021, St.Petersburg.

The AlGaInN heterostructures on 2" (0001) sapphire substrates for high- power blue LEDs was realized in mass production. Its performance was characterized. The good reliability was obtained. The external quantum efficacy of 19-21% was achieved with simple chips. These results make grown wafers very useful for lighting applications.

BULK GROWTH AND EPITAXY

10 years of TDI: developing HVPE technology A. Usikov, O. Kovalenkov, A. Syrkin, V.Soukhoveev, V. Ivantsov, L. Shapovalova, A. Volkova	11
Hydride vapor phase epitaxy as a production method for free standing GaN substrates: technological breakthroughs and state of the art <i>B. Schineller, M. Heuken</i>	13
Hydride vapor phase epitaxy of indium containing group III nitrides A.L.Syrkin, V.A.Ivantsov, O.Kovalenkov, A.Usikov, and V.A.Dmitriev	15
Vertical HVPE growth of bulk GaN crystals Y.V. Zhilyaev, P.A. Ksenofontov, Y.N. Makarov, V.N.Panteleev, N.K.Poletaev, S.N.Rodin, A.S.Segal, S.A.Smirnov, I.V.Tolkanov, P.V.Tomashevich, X.Xelava	17
Physical vapor transport growth of 2 inch diameter bulk aluminum nitride crystals T.Yu. Chemekova, O.V. Avdeev, S.S. Nagalyuk, A.S. Segal, E.N. Mokhov, Yu.N. Makarov	18
Modeling analysis of AlN and AlGaN chloride-hydride epitaxy D.S. Bazarevskiy, M.V. Bogdanov, A.S. Segal, E.V. Yakovlev	20
Production of aluminium nitride on sapphire in reducing medium Kh.Sh-o. Kaltaev, S.V. Nizhankovskiy, A.Y. Dan'ko, N.S. Sidel'nikova, M.A.Rom, P.V. Mateychenko	22
MOCVD reactors for large scale production of GaN material used in SSL and power electronic <i>F. Schulte, B. Schineller, A.Boyd, O.Rockenfeller, Y. Dikme</i>	23
Using of low-coherent tandem interferometry for GaN buffer layers growth optimization P. Volkov, E. Vopilkin, A. Goryunov, V. Daniltsev, Y. Drozdov, A. Luk'yanov, A. Tertyshnik, O. Khrykin, and V. Shashkin	24
HVPE growth of nonpolar a-plane GaN on c-plane sapphire O. Kovalenkov, A. Volkova, A. Syrkin, and V. Ivantsov	26
New method of production of Si-based substrates for low-defect GaN and AlN epitaxy S.A. Kukushkin, A.V. Osipov, N.A. Feoktistov	28
Quantitative analysis of <i>in-situ</i> wafer bow measurements for III-nitrides E. Steimetz, M. Borasio, T. Trepk, and JT. Zettler	30
Growth conditions and surface morphology of MOVPE-grown AlN A.V. Lobanova, E.V. Yakovlev, R.A. Talalaev, S.B. Thapa, F. Scholz	31
MOVPE of AlN using molecular nitrogen as nitrogen precursor W.V. Lundin, E.E. Zavarin, M.A. Sinitsyn, M.A. Yagovkina, and A.F. Tsatsulnikov	33
InGaAIN heterostructures for LEDs on patterned sapphire substrates W.V.Lundin, E.E.Zavarin, M.A.Sinitsyn, A.E.Nikolaev, E.Yu.Lundina, A.V.Sakharov, S.I.Troshkov, and A.F.Tsatsulnikov	35
Investigation of (0001) AlGaN surfrace morphology during molecular beam epitaxial by RHEED V. G. Mansurov, A. Yu. Nikitin, Yu. G. Galitsyn, K. S. Zhuravlev	37
Nitridisation of gallium arsenide in low-energy plasma D.O. Mazunov, V.I. Osinsky, V.G. Verbitsky, V.I. Glotov	39

High-quality undoped and Mg-doped GaN(000ī)/c-Al O ₃ epilayers grown by plasma-assisted molecular beam epitaxy A.M. Mizerov, V.N. Jmerik, V.K. Kaidashev, T.A. Komissarova, S.A.Masalov and S.V. Ivanov	41
An effective express method of characterization of SiC substrates <i>M.G. Mynbaeva</i>	43
Porous free-standing GaN substrates for improved homoepitaxial growth M.G. Mynbaeva, A.E. Nikolaev, A.S. Zubrilov, N.V. Seredova, K.D. Mynbaev, A.A. Sitnikova	45
Gas source molecular beam epitaxy of UV optoelectronic devices S. A. Nikishin	47
Exponential kinetics of 3-dimentional GaN nucleation on (0001) AlN surface by ammonia molecular beam epitaxy A.Yu.Nikitin, V.G. Mansurov, Yu.G. Galitsyn, K.S. Zhuravlev, P. Tronc	49
Growth of GaN/InGaN heterostructures by ammonia MBE using metal indium "wetting" layer A.N.Alexeev, A.E.Byrnaz, D.M.Krasovitsky, M.V.Pavlenko, S.I.Petrov, Yu.V.Pogorelsky, I.A.Sokolov, M.A.Sokolov, M.V.Stepanov, A.P.Shkurko, V.P.Chaly	51
AlN nanocrystals and nanothickness films: synthesis from vapor phase, structure and applications <i>B.V.Spitsyn</i> , <i>I.M.Kotina</i> , <i>A.V.Manchukovsky</i> , <i>V.P.Stoyan</i> , <i>, V.V.Matveev</i>	53
Multistep surface defect-overgrowth procedure with ion-beam deposition-redeposition of oxide nanosize layer for GaN films	55
A.V.Bespalov, A.I. Stognij, N.N. Novitski, A.S. Shulenkov	57
V.Soukhoveev, A. Volkova, V. Ivantsov, O. Kovalenkov, A. Syrkin, A. Usikov	51
Properties of vertically aligned AlN nanoneedles grown by HVPE method D.V. Tsvetkov, A.V. Davydov, I. Levin, A. Motayed, J. Melngailis	59
Hydrogen effects in III-nitride MOVPE E.V. Yakovlev, R.A. Talalaev, A.S. Segal, A.V. Lobanova, W.V. Lundin, E.E. Zavarin, M.A. Sinitsyn, A.F. Tsatsulnikov, A.E. Nikolaev	61
Incorporation of Al in facet controlled epitaxial overgrowth of GaN N.L. Yakovlev, H.L.Zhou, S.Tripathy, H.L.Seng, S.J.Chua	63
On the role of hydrogen in formation of GaN epilayers E.E.Zavarin, W.V.Lundin, M.A.Sinitsyn, Cherkashin, and A.F.Tsatsulnikov	65
III-N BASED LEDs AND LDs: TECHNOLOGY AND PROPERTIES	
Flip-chip AlGaInN-based LEDs grown on SiC subsrates E.M. Arakcheeva, I.P. Smirnova, L.K. Markov, D.A. Zakheim, M.M. Kulagina	67
Investigation and analysis of InGaN and AlGaInP LEDs quantum efficiency on current density in mode excluding sufficient heat generation <i>A.L. Arkhipov, S.G.Nikiforov</i>	69
The semiconductors light technique in the OSR "RISD" A.P.Abramovskiy,N.N. Bakin, A.A. Vilisov,D.D. Karimbaev, T.I. Kochanenko, A.A. Ponomarev, P.N. Timchicshin,E.F. Yauk	71
InGaN p-n junctions as gas sensors Ptashchenko A.A., Ptashchenko F.A., Blazhnova O.A.	72
The peculiarities of electroreflectance spectra of GaN/InGaN/AIGaN heterostructures L.P.Avakyants, M.V. Agapov, P.Yu. Bokov, A.V. Chervyakov, A.E. Yunovich, B.S. Yavich	74
Effect of electron and optical confinement on performance of ultra-violet laser diodes <i>K.A. Bulashevich</i> ⁺ , <i>M.S. Ramm</i> , and <i>S.Yu. Karpov</i>	76
Structure of internal thermal resistance of InGaN/GaN light-emitting diodes (analysis of die attach) Y.A. Bumai, O.S. Vaskov, D.S. Domanevskii, S.A. Manego, U.V. Trophimov	78

Temperature influence on REBEL LEDs efficiency E. V. Lutsenko, A. V. Danilchyk, M. V. Rzheutski, V. Z. Zubialevich, V. N. Pavlovskii, G. P. Yablonskii	80
Electroluminescence of InGaN/GaN heterostructures grown on nonpolar LiAlO ₂ substrates E. V. Lutsenko, A. V. Danilchyk, M. V. Rzheutski, V. N. Pavlovskii, G. P. Yablonskii, M. Heuken, B. Schineller, Y. Dikme, H. Behmenburg, H. Kalisch, R. A. Jansen, T. C. Wen	82
Quantum efficiency study for high power nitride LED D. Lee, D. Byrne, F. Lu and W. Quinn	84
The drop-shaped phosphor layer in the white LEDs A.A. Bogdanov, A.V. Feopentov, L.M. Vtyurina	86
Researches of light-emitting diodes of circular action in external cylindrical and parabola with cylinder reflectors <i>E.M.Gutzeit, L.M.Kogan, I.T.Rassohin, A.M.Sidorov</i>	88
Application of narrow-band color cathodoluminescence sem-mode to the study of defects in InGaN/AIGaN/GaN-heterostructures P.V. Ivannikov, A.I. Gabelchenko, P.A. Miroshnikov, M.V. Chukichev, A.E. Yunovich, M.A.Agapov, E.D. Vasileva, B.S. Yavich	90
Increasing efficiency of radiative recombination in AlGaN heterostructures with quantum wells grown by discrete submonolayer molecular beam epitaxy V.N. Jmerik, A.M. Mizerov, T.V. Shubina, A.V. Sakharov, K.G.Belyaev, M.V.Zamoryanskaya, A.A. Sitnikova, P.S. Kop'ev, E.V. Lutsenko, A.V. Danilchyk, N.V. Rzheutskii, G.P. Yablonskii, S.V. Ivanov	92
Analysis of non-thermal mechanisms responsible for efficiency droop in III-nitride ligh-emitting diodes	94
Powerful light-emitting diodes with ultra-violet and green emission N.A.Galchina, L.M.Kogan, Y.A.Portnyagin, I.T.Rassohin, N.P.Soshcin	96
New light-emitting diode fixtures L.M. Kogan, I.T. Rassohin	98
Ultra-violet LEDs grown on AlN substrates W.V.Lundin, E.E.Zavarin, M.A.Sinitsyn, A.E.Nikolaev, A.V.Sakharov, A.F.Tsatsulnikov, T.Yu.Chemekova, E.N. Mokhov, O.V. Avdeev, S.S. Nagalyuk, Yu.N. Makarov	100
Use of InGaN/GaN LDs for pumping of "green" lasers based on ZnCdSe multiple quantum- dimensional insertions E.V. Lutsenko, A.G. Vainilovich, A.V. Danilchyk, V.N. Pavlovskii, N.P. Tarasuk, G.P. Yablonskii, S.V. Sorokin, I.V. Sedova, S.V. Gronin, and S.V. Ivanov	102
Method of AlGaInN-based materials radiating properties degradation research by means of precision measurements of the luminous flux <i>S.G.Nikiforov, A.L. Arkhipov</i>	104
Partial coherence of emission of power LEDs, based on III-nitrides V. I.Osinsky, E. I Novikov., A. V.Rakov	106
Temperature dependence of injection efficiency in GaN-based LEDs A.S. Pavluchenko ⁻ , I.V. Rozhansky, D.A. Zakheim	108
Investigation of pulse current overload influence on power light emitting diodes A.G. Polishuk, A.N. Turkin', V.M. Kharitonov	110
The investigation of neutron and gamma irradiation on lumen-amper characteristics p-n [*] -n- heterostructurs on the base of phoshide and nitride gallium, indium, aluminium <i>I.V. Rizhikov, V.S. Vinogradov, A.S. Firsov</i>	111
The components determinant progress in creation blue LEDs with high external quantum efficiency N.M. Shmidt, M.G.Agapov, E.V.Bogdanova, A.A. Greshnov, A.E. Chernyakov, D.A. Lavrinovich,	113
A.L.Zakgeim, V.V. Ratnikov, O.A. Soltanovich, V.V. Uelin, E.B. Yakimov Flip-chip AlGaInN-based LEDs with indium tin oxide p-contacts	115

I.P.Smirnova, L.K.Markov, E.M.Arakcheeva, M.M.Kulagina, A.S.Pavlyuchenko	
Garnet structure fluoride-oxide photoluminescent phosphors for white light-emitting diodes 1. N.Soschin, Luo Weihong, P.Tsai	17
Warm white LEDs based on InGaN/AlGaN/GaN p-n- heterostructures covered with garnet phosphors 1 N.P.Soschin, N.A.Galchina, L.M.Kogan, S.S.Shirokov, A.E.Yunovich 1	19
Ion-beam formation of transparency ohmic contact BeO/Au/BeO to p-type GaN 1 A.I. Stognij, N.N. Novitski, E.V. Lutsenko, A.S. Shulenkov, A.V.Bespalov A.A. Evdokimov 1	21
Electroluminescence area localization in LEDs heterostructures with GaN/InGaN MQWs 12 A.A. Arendarenko, I.G. Ermoshin, Yu.N. Sveshnikov, I.N. Tsyplenkov	23
Comparative efficacy analysis of power blue LEDs1:Yu.V. Trofimov, V.I. Tsvirko, P.P. Aslamov1:	25
Investigation of pulse current overload influence on power light emitting diodes degradation 1: A.G. Polishuk, A.N. Turkin [,] , V.M. Kharitonov	27
Investigation of «chip+phosphor» system for effective white light-emitting diodes 1 A.E. Yunovich, A.N. Turkin, S.S. Shirokov, R. Jabbarov, N. Musayeva, 1 F. Scholz, T. Wunderer 1	28
High-power blue and white LEDs IRS50/MK24: design and characteristics in comparison with world best analogues 1. D.A.Antonenkov, D.A.Bauman A.A.BogdanovE.D.Vasilyeva, A.L.Zakgeim, D.A.Zakgeim, G.V.Itkinson, A.E.Chernyakov, A.V.Feopentov 1.	30
Study of heat -distribution in high-power InGaN/GaN LEDs using infrared thermovision 1: microscopy A L Zakgeim M N Mizerov A E Chernvakov N M Shmidt	32
A dinamic-controled high power LED luminaire for "smart" illumination systems 1: S.V.Demin, A.L.Zakgeim, A.E.Chernyakov, M.N.Mizerov, O.N.Saraev, A.F.Chumachenko	34
P-active region InGaN blue light emitting heterostructures 1. D.A.Zakheim, D.A.Bauman, M.G.Agapov 1.	36
Modelling of the degradation processes of gallium nitride semiconductor radiating structures 1: making use of the damage processes in ablation of the materials by femtosecond laser pulses 1: <i>I.N. Zavestovskaya, P.G. Eliseev, O.N.Krokhin</i> 1:	38
III-N BASED HEMTS: TECHNOLOGY AND PROPERTIES	
FSUE "S&PE "PULSAR": experience of GaN FET design I- I.M. Abolduyev, N.B. Gladysheva, A.A. Dorofeev, Yu.V. Kolkovsky, V.M. Minnebaev	40
GaN based heterostructures for HEMT 1. <i>I.G. Ermoshin, Yu.N. Sveshnikov, I.N. Tsyplenkov</i>	42
Electrical and noise characteristics of GaN nanowire transistors 14 S. L. Rumyantsev, M. S. Shur, M. E. Levinshtein, A. Motayed, and A. V. Davydov	44
Effects of electron irradiation on GaN-based transistor structures 1. A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, A.V. Govorkov, N.G. Kolin, V.M. Boiko, D.I. Merkurisov, S.J. Pearton	46
The frequency characteristics of AlGaN/GaN- HEMT's with different gate length and gate width 1. V.G.Mokerov, A.L.Kuznetzov, Yu.V.Fedorov, A.S.Bugaev, A.Yu.Pavlov, E.N.Enushkina, 1. D.L.Gnatjuk, A.V.Zuev, R.R.Galiev, Yu.N.Sveshnikov, A.F.Tsatsulnikov, V.M.Ustinov 1.	48
Multilayer heterostructures AIN/AIGaN/GaN/AIGaN with high electron sheet density 1: A.N.Alexeev, A.E.Byrnaz, D.M.Krasovitsky, M.V.Pavlenko, S.I.Petrov, Yu.V.Pogorelsky, 1: I.A.Sokolov, M.A.Sokolov, M.V.Stepanov, A.P.Shkurko, V.P.Chaly 1:	50
Multilayer heterostructures AIN/AIGaN/GaN/AIGaN for power microwave transistors on heat conducting substrates 1 A.N.Alexeev, A.E.Byrnaz, D.M.Krasovitsky, M.V.Pavlenko, S.I.Petrov, M.Yu.Pogorelsky, I.A.Sokolov, M.A.Sokolov, M.V.Stepanov, A.P.Shkurko, V.P.Chaly 1	51

PROPERTIES OF III-N BASED LAYERS AND HETEROSTRUCTURES

Self-compensation of shallow donors in AlN: high-frequency EPR and ENDOR studies P.G. Baranov, A.P. Bundakova, S.B. Orlinskii, J. Schmidt, M. Bickermann, B.M. Epelbaum, A. Winnacker	153
Accumulation nanolayer of ultrathin Cs, Ba/n-InGaN interfaces G.V. Benemanskaya, M.N. Lapushkin, C.N. Timoshnev, V.N. Jmerik	155
Schunt alloyed ohmic contact for gallium and aluminium nitrides T.V.Blank, Yu.A. Goldberg, O.V. Konstantinov, E. A. Posse	157
Local charge neutrality level in nitrides A3N: BN, AIN, GaN, InN Brudnyi V.N., Kosobutskii A.V., Kolin N.G.	159
Surface states on the n-InN – electrolite interface A.A. Gutkin, M.E. Rudinsky, P.N. Brunkov, A. A. Klochikhin ⁺ , V. Yu. Davydov, HY. Chen, S. Gwo	161
Investigation of SAW in sublimation aluminum nitrid monocrystals <i>T.Yu. Chemekova,A.V.Sotnikov,R.Kunze</i> , H. Schmidt, M.Weihnacht, E.N. Mokhov, Yu.N. Makarov	163
To the calculation of the spontaneous polarizations and dielectric susceptibilities of III-N compounds	165
Studies of lattice dynamics of InN:Mg V.Yu. Davydov, M. B. Smirnov, Yu.E. Kitaev, A.A. Klochikhin, A.N. Smirnov, I.N. Goncharuk, William J. Schaff, S. Gwo	167
The lineshape of light emitting diodes with single InGaN/GaN quantum well with highly doped barriers D.S. Domanevskii, B. G. Arnaudov, D.S. Bobuchenko, U.V. Trophimov, R.D. Kakanakov	169
Optical, electrical properties and structural features of AlGaN/GaN heterostructures grown by MOCVD and MBE <i>K.Enisherlova, I.B.Gulyaev, E.M.Temper, T.F.Rusak, N.B.Gladisheva</i>	171
Electronic states and optical properties of the dense array of quantum dots w-GaN/AIN (0001) S. N. Grinyaev, G. F. Karavaev, K.S. Zhuravlev, P. Tronc	173
Self-heating and phonon decay in GaN and AlN Mark Holtz	175
Electrical properties of Mg-doped GaN and Al _x Ga _{-x} N T.A. Komissarova, V.N. Jmerik, A.M. Mizerov, N.M. Shmidt, D.R. Khokhlov, S.V. Ivanov	179
A wide temperature range diagnostic complex of admittance spectroscopy for heterostructure investigations: leds with multiquantum wells InGaN/GaN <i>O.V. Kucherova, V.I. Zubkov, E.O. Tsvelev, A.V. Solomonov</i>	181
Anisotropy of elastic strains end the defect structure of GaN layers grown on r-plane of sapphire <i>R.N.Kyutt, V.V.Ratnikov, M.P.Sheglov</i>	183
Low-threshold laser action at optical pumping and luminescence of InGaN/GaN electroluminescent test heterostructures grown on silicon <i>E.V. Lutsenko</i> , <i>A.G. Vainilovich</i> , <i>A.V. Danilchyk</i> , <i>V.N. Pavlovskii</i> , <i>N.P. Tarasuk</i> , and <i>G.P.</i> <i>Yablonskii</i> , <i>H. Kalisch</i> , <i>R.H. Jansen</i> , <i>H. Behmenburg</i> , <i>Y. Dikme</i> , <i>B. Schineller</i> , and <i>M. Heuken</i>	185
X-ray diffraction study of GaN/Al ₂ O ₃ (0001) structures Diakonov L.I., Kozlova Y.P., Markov A.V., Mezhennyi M.V., Pavlov V.F., Yugova T.G.	187
Free carriers spatial separation inside (In,Ga)N/GaN quantum well A.N. Pikhtin, O.V. Kucherova, S.A. Tarasov, H. Lipsanen, S. Suihkonen	189
Doping non-uniformities and the influence of layer thickness on crystalline quality and deep traps spectra in ELOG GaN films grown on sapphire <i>A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, A.V. Govorkov, A.V. Markov,E.B. Yakimov, P.S. Vergeles, In-Hwan</i> <i>Lee, S.J. Pearton</i>	191
Electrical properties and defect structure of undoped nonpolar m -GaN on m-SiC films grown by standard MOCVD and by lateral overgrowth	192

A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, A.V. Govorkov, A.V. Markov, T.G. Yugova, E.A. Petrova, E.B. Yakimov, P.S. Vergeles, H. Amano, T. Kawashima	
Stresses and strains in a-InN on r-sapphire V.V.Ratnikov, R.N.Kyutt	194
Defects influence on the tunnel current in (0001) w-GaN/AlGaN structures A.N. Razzhuvalov, S.N. Grinyaev	196
Electrical and optical properties of gallium nitride studied by surface photovoltage and photoluminescence techniques <i>M. A. Reshchikov, M. Fousekis, and A. A. Baski</i>	198
Investigation of non radiative recombination and carriers transport between InGaN/(Al)GaN QDs V.S. Sizov, A.V. Sakharov, A.F. Tsatsulnikov, V.V. Lundin	200
Raman and X-ray studies of In_xGa_xN alloys A.N. Smirnov, V.Yu. Davydov, I.N. Goncharuk, M.A. Yagovkina, E.E. Zavarin, M.A. Sinitsyn, William J. Schaff, and S.Gwo	202
On the temperature dependence of an apparent carrier distribution obtained by capacitance-voltage profiling in InGaN light-emitting heterostructures <i>O.A. Soltanovich, N.M. Shmidt, E.B. Yakimov</i>	204
Origin of ferromagnetism in wurtzite Ga _(1-X) Mn _(X) N semiconductors <i>F. Wilhelm, E. Sarigiannidou, E. Monroy, and A. Rogalev</i>	206
EBIC characterization of spatially inhomogeneous GaN films A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, A.V. Govorkov, P.S. Vergeles, E.B. Yakimov	208
Nonradiative recombination in GaN/AlN quantum dots I.A. Aleksandrov, K.S. Zhuravlev, V.G. Mansurov, A.Yu. Nikitin	210
Micro-hardness of InGaN and InAIN epitaxial layers grown by HVPE V.I.Nikolaev, A.E.Nikolaev, E.A.Klemet'ev	212
III-N – RELATED MATERIALS	
Deposition of solid solutions $(SiC)_{1-x}$ $(AIN)_x$ films by magnetron sputtering of compound sources <i>M.K. Kurbanov, B.A. Bilalov, G.K. Safaraliev, Sh.M. Ramazanov</i>	214
Optical, electrical and structural properties of solid solutions (SiC) _{1-x} (AlN) _x Sh.M. Ramazanov, M.K. Kurbanov, B.A. Bilalov, G.K. Safaraliev	216
Models of canals scattering phonons and the thermal conductivity calculations of structures solid solutions (SiC) _{1-x} (AIN) _x <i>B.A. Kazarov</i> , <i>N.V. Balandina</i> , <i>V.I. Altukhov</i>	218
Nature of arising band in the epitaxial layers GaN and in the structures with quantum wells InGaN/GaN under Eu doping V.V. Krivolapchuk, M.M. Mezdrogina, E.Ju. Danilovskii, R.V. Kuzmin, A.N. Trofimov, Ju.V. Tubolzev, M.V. Zamorjanskaja	220
Heterostructures n-ZnO/p-GaN <er+zn>, p-AlGaN<er+zn> M.M. Mezdrogina, V.V. Krivolapcuk, E.Yu. Danilovskii, R.V. Kuzmin, S.V. Razumov, S.A. Kukushkin, A.V. Osipov</er+zn></er+zn>	222
MASS PRODUCTION OF III-N STRUCTURES	
Initiative of Russian Corporation of Nanotechnologies On development of LED industry S.S.Polikarpov	224
High yield and throughput MOCVD system for solid state lighting A. Gurary, W. Quinn, E. Armour, S. Raman, and S. Kim	225
Mass production of efficacious AlInGaN wafers for blue LEDs D.A.Bauman, E.D.Vasilyeva, A.L.Zakgeim, D.A.Lavrinovich, V.V.Uelin, A.E.Chernyakov,	227

N.M.Schmidt, B.S.Yavich