

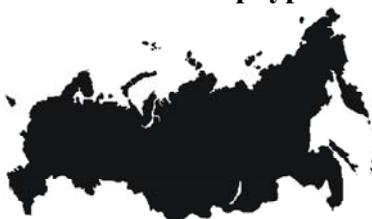
Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН

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

Тезисы докладов

4-й Всероссийской конференции

**3–5 июля 2005 года
Санкт-Петербург**



**Санкт-Петербург
2005**

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

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

**Тезисы докладов
4-й Всероссийской конференции**

**3–5 июля 2005 года
Санкт-Петербург**



**Санкт-Петербург
2005**

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

При поддержке

Российского Фонда Фундаментальных Исследований,

TDI Inc,

ACOL Technologies S.A.,

«Светлана-Оптоэлектроника»

ГЕНЕРАЛЬНЫЙ СПОНСОР – AIXTRON

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ:

П.С.Копьев, председатель	ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН
А.Э.Юнович, зам. председателя	МГУ им. М.В.Ломоносова,
В.В.Лундин, секретарь	ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН
А.А.Арендаренко	«Элма-Малахит»
В.С.Абрамов	«ACOL Technologies S.A.»
Д.А.Закгейм	ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН
Е.Е.Заварин	ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН
Г.В.Иткинсон	«Светлана-оптоэлектроника»
А.Н.Ковалев	МИСиС
А.Е.Николаев	ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН
В.Г.Сидоров	СПбГПУ
А.Н.Туркин	МГУ им. М.В.Ломоносова
В.М.Устинов	НОК СПб ФТ НОЦ РАН
В.П.Чалый	«Светлана – Рост»

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ:

П.С.Копьев, председатель	ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН
А.В.Сахаров, секретарь	ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН
Ю.Н.Макаров	«Нитридные кристаллы»
М.Г.Мильвидский	ГИРЕДМЕТ
В.Г.Мокеров	ИВЧПЭ РАН
О.П. Пчеляков	ИФП СО РАН
С.Ю.Шаповал	ИПТМ РАН

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПОДЛОЖКИ ДЛЯ ГОМО- И ГЕТЕРОЭПИТАКСИИ. РОСТ ОБЪЕМНЫХ КРИСТАЛЛОВ.

РОСТ ОБЪЕМНЫХ КРИСТАЛЛОВ GaN И AlN: УСПЕХИ И ПРОБЛЕМЫ	10
<i>Ю.Н. Макаров</i> О НЕКОТОРЫХ АСПЕКТАХ ВЛИЯНИЯ ТЕХНОЛОГИИ ОБРАБОТКИ САПФИРОВЫХ ПОДЛОЖЕК НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СВЕТОДИОДНЫХ СТРУКТУР.	12
<i>А.Ю. Игнатов, В.В. Гринько, М.М. Сабельникова, В.С. Постолов, В.И. Поляков, Г.А. Онушкин, А.Ф. Цацульников, В.В. Лундин</i> DOPING OF GaN AND AlGaN LAYERS GROWN BY HVPE	14
<i>О. Kovalenkov, V. Soukhovuev, V. Ivantsov, Y. Shapovalova, A. Usikov, V. Dmitriev</i> ИЗГОТОВЛЕНИЕ ПОДЛОЖЕК НИТРИДА АЛЮМИНИЯ И САПФИРА ДЛЯ ЭПИТАКСИИ	16
<i>Т.Ю. Чемякова, О.В. Авдеев, И.С. Бараиш, А.Д. Роевков, С.С. Нагалюк, Е.Н. Мохов, Ю.Н. Макаров</i> ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СЛОЕВ ZnO ДЛЯ III-N ЭПИТАКСИИ	18
<i>Б.М. Атаев, В.В. Мамедов, С.Ш. Махмудов, А.К. Омаев</i> ГАЗОФАЗНЫЙ ХИМИЧЕСКИЙ СИНТЕЗ И ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА НИТРИДА АЛЮМИНИЯ	20
<i>А.Н. Редькин, А.Н. Грузинцев, З.И. Маковей, В.И. Тацкий, Е.Е. Якимов</i> ВЫРАЩИВАНИЕ ОБЪЕМНЫХ КРИСТАЛЛОВ НИТРИДА АЛЮМИНИЯ (AlN)	22
<i>Т.Ю. Чемякова, О.В. Авдеев, И.С. Бараиш, А.Д. Роевков, А.С. Сегаль, Е.Н. Мохов, Ю.Н. Макаров</i> МОДЕЛИРОВАНИЕ СУБЛИМАЦИОННОГО РОСТА ОБЪЕМНЫХ КРИСТАЛЛОВ AlN	24
<i>А.С. Сегаль, Д.С. Базаревский, М.С. Рамм, Ю.Н. Макаров</i> ПОРИСТЫЙ GaAs КАК ПОДЛОЖКА ДЛЯ III-N ЭПИТАКСИИ	26
<i>В.В. Кидалов, Г.А. Сукач, L. Veji, А.С. Ревенко, А. Д. Байда</i>	

ТЕХНОЛОГИЯ МАТЕРИАЛОВ ЭПИТАКСИАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ РОСТА

МЕХАНИЗМЫ И МОДЕЛИ МОС–ГИДРИДНОГО ОСАЖДЕНИЯ НИТРИДОВ	28
<i>Р.А. Талалаев</i> СИНТЕЗ ПЛЕНОК КУБИЧЕСКОГО GaN В УСЛОВИЯХ СВЕРХВЫСОКОГО ВАКУУМА	30
<i>Р.З. Бахтизин, Ч.-Ж. Шуе, Ч.-К. Шуе, Т. Сакурай</i> ХЛОРИДНАЯ ГАЗОФАЗНАЯ ЭПИТАКСИЯ GaN СЛОЕВ, ВЫРАЩЕННЫХ НА ПОДЛОЖКЕ Si(111) С AlN БУФЕРНЫМ ПОДСЛОЕМ.	32
<i>В.Н. Бессолов, В.Ю. Давыдов, Ю.В. Жиляев, Е.В. Коненкова, Г.Н. Мосина, С.Д. Раевский, С.Н. Родин, Ш. Шарофидинов, М.П. Щеглов, Hee Seok Park, Masayoshi Koike</i> НАЧАЛЬНЫЕ ЭТАПЫ ГЕТЕРОЭПИТАКСИИ GaN	34
<i>Р.М. Амосов, А.А. Арендаренко, Е.Н. Вигдорович, Ю.Н. Свеишников, З.В. Харламов, И.Н. Цыпленков</i> ФОРСИРОВАНИЕ МАССОПЕРЕНОСА ПРИ ЭПИТАКСИИ GaN МОС-ГИДРИДНЫМ МЕТОДОМ	36
<i>А.А. Арендаренко, Е.Н. Вигдорович, Ю.Н. Свеишников, Р.В. Харламов</i>	

ВЛИЯНИЕ V/III ОТНОШЕНИЯ НА МОС–ГИДРИДНОЕ ОСАЖДЕНИЕ AlN И AlGaN	38
<i>А.В. Лобанова, К.М. Мазаев, Р.А. Талалаев, М. Leys, S. Voeuykens, K. Cheng, S. Degroote</i>	
ОСОБЕННОСТИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ АММИАЧНОЙ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ В СИСТЕМЕ AlN-GaN	40
<i>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. Чальый</i>	
<i>In-situ</i> METROLOGY ADVANCES IN MOCVD GROWTH OF GaN BASED MATERIALS	42
<i>М. Belousov, B. Volf, J.C. Ramer, E.A. Armour, A. Gurary</i>	
<i>In-situ</i> ДИАГНОСТИКА РОСТА InN В ПРОЦЕССЕ МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВОЙ ЭПИТАКСИИ С ПЛАЗМЕННОЙ АКТИВАЦИЕЙ	44
<i>В.Н.Жмерик, Т.В.Шубина, М.Г.Ткачман, А.М.Мизеров, С.В.Иванов</i>	
WaferScan – НОВАЯ СИСТЕМА СКАНИРУЮЩЕЙ <i>in-situ</i> РЕФЛЕКТОМЕТРИИ ДЛЯ ПЛАНЕТАРНЫХ РЕАКТОРОВ.	46
<i>Д.С.Сизов и В.В.Лундин</i>	
ГЕТЕРОГЕННОЕ ЗАРОДЫШЕОБРАЗОВАНИЕ GaN НА ПОВЕРХНОСТИ (0001) AlN В МЛЭ ИЗ ПУЧКОВ Ga И NH ₃ .	48
<i>В.Г.Мансуров, А.Ю.Никитин, Ю.Г.Галицын, К.С.Журавлев</i>	
ВЛИЯНИЕ ВОДОРОДА НА ПРОЦЕСС РОСТА GaN И AlGaN МЕТОДОМ ГФЭ МОС	50
<i>В.В.Лундин, Р.А.Талалаев, Е.Е.Заварин, Д.С.Сизов, М.А.Синицын, А.Ф.Цацульников</i>	
ЧИСЛЕННОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МОС-ГИДРИДНОГО ОСАЖДЕНИЯ InGaN В ГОРИЗОНТАЛЬНОМ РЕАКТОРЕ AIX 200/4 RF-S	52
<i>Е.В. Яковлев, Р.А. Талалаев, R.W. Martin, N. Peng, C.Jeynes, C.J. Deatcher, I.M. Watson</i>	
ВЛИЯНИЕ ЧИСТОТЫ АММИАКА НА СВОЙСТВА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ НИТРИДА ГАЛЛИЯ	54
<i>А.П.Котков, В.А.Сидоров, Ю.М.Салганский, Л.А.Орловский, Н.Д.Гришинова, В.А.Иванов, О.И.Хрыкин, В.М. Данильцев, В.И. Шашкин</i>	
ПОЛУЧЕНИЕ АТОМАРНО-ГЛАДКОЙ ПОВЕРХНОСТИ GAN В ПРОЦЕССЕ МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВОЙ ЭПИТАКСИИ.	56
<i>А.М.Мизеров, В.Н.Жмерик, С.В.Иванов, П.С.Копьев</i>	

СВОЙСТВА МАТЕРИАЛОВ

POINT DEFECTS IN III-NITRIDES	58
<i>М. А. Reshchikov</i>	
ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И СПЕКТРЫ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ В СЛОЯХ GaN, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ ЛАТЕРАЛЬНОГО НАРАЩИВАНИЯ (ELOG).	62
<i>А.Я.Поляков, Н.Б.Смирнов, А.В.Говорков, А.В.Марков, In-Hwan Lee</i>	
ZnO/III-N ГЕТЕРОПЕРЕХОДЫ	64
ФОРМИРОВАНИЕ И НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА	
<i>Б.М. Атаев, Я.И. Ализов, Е.В. Калинина, В.В. Мамедов, С.Ш. Махмудов, D. Vagnall</i>	

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕФОРМАЦИЙ В ГЕКСАГОНАЛЬНЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ GaN/Al(Ga)N МЕТОДОМ РАМАНОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ	66
<i>А.Н. Смирнов, В.Ю. Давыдов, И.Н. Гончарук, М.А. Яговкина, М.П. Щеглов, Е.Е. Заварин, М.А. Синицин, В.В. Лундин</i>	
МЕЖЗОННАЯ И ПРИМЕСНАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ СЛОЕВ InN ВЫРАЩЕННЫХ НА ПОДЛОЖКАХ САПФИРА И КРЕМНИЯ	68
<i>А.В. Сахаров, В.Ю. Давыдов, А.А. Клочихин, Hai Lu, W.J. Schaff, S. Gwo</i>	
ПРОСТРАНСТВЕННАЯ НЕОДНОРОДНОСТЬ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РЗИ И КИНЕТИКА НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ВЮРЦИТНЫХ КРИСТАЛЛАХ GaN, ЛЕГИРОВАННЫХ Eu, Sm, Er, Tm.	70
<i>М.М. Мездрогина, В.В. Криволапчук, Ю.В. Кожанова, В.В. Лундин, С.Н. Родин</i>	
ДИФфуЗИОННАЯ ДЛИНА НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В СЛОЯХ GaN И СВЕТОДИОДНЫХ СТРУКТУРАХ	72
<i>Н.М. Шмидт, Е.Б. Якимов</i>	
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РЕЛАКСАЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ ДЛЯ ХАРАКТЕРИЗАЦИИ ЛОВУШЕК В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ ТРАНЗИСТОРОВ НА ОСНОВЕ ШИРОКОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ	74
<i>О.А. Солтанович, Е.Б. Якимов, С.Ю. Шаповал</i>	
ДЕФОРМАЦИЯ И ДЕФЕКТЫ В ЭПИТАКСИАЛЬНОМ ZnO НА GaN-TEMPLATE	75
<i>В.В. Ратников, Р.Н. Кютт, М.П. Щеглов, А.А. Торопов, С.В. Иванов</i>	
GROWTH AND SOME PROPERTIES OF GaN/ZnO DOUBLE HETEROSTRUCTURES	76
<i>М. V. Chukichev, Ya. I. Alivov*, Ü. Özgür, S. Doğan, C. Liu, Y. Moon, X. Gu, V. Avrutin, Y. Fu, and H. Morkoç</i>	
ЗАРЯДОВЫЕ АККУМУЛЯЦИОННЫЕ СЛОИ, ИНДУЦИРОВАННЫЕ АДсорбцией Cs и Ba НА ПОВЕРХНОСТИ n-GaN(0001): ФОТОЭМИССИОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ	78
<i>Г.В. Бенеманская, В.С. Вихнин, Г.Э. Франк-Каменецкая, В.В. Лундин, Н.М. Шмидт</i>	
ИССЛЕДОВАНИЕ МИКРОКАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И НАВЕДЕННОГО ТОКА В ОБРАЗЦАХ GaN, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ ЛАТЕРАЛЬНОГО НАРАЩИВАНИЯ (ELOG)	80
<i>А.В. Говорков, Н.Б. Смирнов, А.Я. Поляков, М.Г. Мильвидский, In-Hwan Lee</i>	
ДЕФЕКТНАЯ СТРУКТУРА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ GaN, ВЫРАЩЕННЫХ ХЛОРИД-ГИДРИДНЫМ МЕТОДОМ НА ПОРИСТОМ БУФЕРЕ SiC С СОХРАНЕННЫМ «СКИН-СЛОЕМ»	82
<i>М. Мынбаева*, А. Ситникова, А. Трегубова, М. Заморянская, О. Ледяев, К. Мынбаев</i>	
ПОСЛОЙНЫЙ АСМ АНАЛИЗ СТРУКТУРНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ ПЛЕНОК GaN ПРИ ИОННО-ЛУЧЕВОМ СТРАВЛИВАНИИ	84
<i>А.И. Стогий, Н.Н. Новицкий, А.С. Шуленков, Е.В. Луценко, Г.П. Яблонский, В. Schineller, M. Neuken</i>	
ЭВОЛЮЦИЯ ХАРАКТЕРА СТРУКТУРНОЙ ОРГАНИЗАЦИИ СВЕРХРЕШЕТОК AlGaIn/GaN ПОСЛЕ ИМПЛАНТАЦИИ ИОНОВ ЭРБИЯ И ОТЖИГА	86
<i>Е.И. Шек, А.М. Емельянов, В.В. Лундин, В.Н. Петров, В.И. Сахаров, И.Т. Серенков, Н.А. Соболев, А.Н. Тутков, Н.М. Шмидт</i>	
ВЛИЯНИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛА GaN	88
<i>М.А. Стерхова, В.В. Соболев</i>	

СТРУКТУРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СВЕРХРЕШЕТОК AlGaIn/GaN ИМПЛАНТАНТИРОВАННЫХ ИОНАМИ ER ³⁺ <i>Р.Н.Кюотт, Н.А.Соболев, Г.Н.Мосина, В.В.Лундин</i>	90
PHOTOLUMINESCENCE, REFLECTANCE, STIMULATED EMISSION AND GAIN OF GaN EPITAXIAL LAYERS GROWN ON SILICON SUBSTRATE <i>E.V.Lutsenko, V.Z.Zubialevich, A.V.Danilchuk, V.N.Pavlovskii, A.L.Gurskii, G.P.Yablonskii, T.Malinauskas, K.Jarašiūnas, K.Kazlauskas, A.Žukauskas, Y.Dikme, H.Kalisch, R.A.Jansen, B.Schineller, M.Heuken</i>	92

СВОЙСТВА КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР

НИЗКОПОРОГОВЫЕ ГОМОЭПИТАКСИАЛЬНЫЕ InGaIn/GaN МКЯ ЛАЗЕРЫ С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ <i>Е.В.Луценко, А.В.Данильчик, В.З.Зубелевич, В.Н.Павловский, Г.П.Яблонский, V.Yu.Ivanov, M.Godlewski, P.Perlin, M.Leszczynski, T.Suski, S.Porowski</i>	94
ИССЛЕДОВАНИЕ ИНЖЕКЦИИ НОСИТЕЛЕЙ В InGaIn/GaN СВЕТОДИОДАХ И РОЛЬ УТЕЧЕК В ВАХ И ЭФФЕКТИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ. <i>Д.С.Сизов, Г.А.Онушкин, В.С.Сизов, Г.А.Михайловский, А.М.Аракчеева, Е.Е.Заварин, В.В.Лундин, А.Ф.Цацульников, Н.Н.Леденцов</i>	96
ОБ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ НИТРИДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР <i>К.А.Булашевич, С.Ю.Карпов, Р.А.Сурис</i>	98
ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ НА СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ В СТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ НА ОСНОВЕ InGaIn/GaN <i>А.В.Иванов, В.В.Криволапчук, В.В.Лундин, М.М.Мездрогина</i>	100
ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ В СТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ НА ОСНОВЕ InGaIn/GaN. <i>В.В.Криволапчук, М.М.Мездрогина, В.В.Лундин</i>	101
МИКРО-ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ СТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ GaIn В МАТРИЦЕ AlN, СИНТЕЗИРОВАННЫМИ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ <i>К.С.Журавлев, Д.Д.Ри, В.Г.Мансуров, П.Пашков, П.-О.Хольтц</i>	102
ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ AlGaIn/GaN С РАЗНЫМ УРОВНЕМ ЛЕГИРОВАНИЯ СЛОЯ AlGaIn КРЕМНИЕМ <i>И.В.Антонова, А.Н.Латышев, В.Г.Мансуров, К.С.Журавлев, Р.А.Соотс, В.Я.Принц</i>	104
С-V ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРУКТУР ALGAN/GAN С ДВУМЕРНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ГАЗОМ, ВЫРАЩЕННЫХ МПЭ <i>М.Ф.Кокорев, Д.А.Красовицкий, С.И.Петров, И.А.Соколов, Н.М.Шмидт</i>	106
МНОГОСЛОЙНЫЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ AlN/AlGaIn/GaN/AlGaIn С ДВУМЕРНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ГАЗОМ, ПОЛУЧЕННЫЕ АММИАЧНОЙ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИЕЙ <i>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</i>	108
ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ AlGaIn/GaN, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДАМИ МЛЭ И МОС-ГИДРИДНОЙ ЭПИТАКСИИ <i>Н.Б.Смирнов, А.Я.Поляков, А.В.Говорков, Pearton, А.В.Марков, Amir M.Dabiran</i>	110

ОСОБЕННОСТИ ТУННЕЛЬНОГО ТОКА В ДВУХБАРЬЕРНЫХ НИТРИДНЫХ СТРУКТУРАХ W-GaN/AlGaN(0001) <i>А.Н.Разжувалов, С.Н.Гриняев</i>	112
КОНСТРУКЦИИ, ТЕХНОЛОГИИ И ПАРАМЕТРЫ ПРИБОРОВ НА ОСНОВЕ Ш-N	
SOLID STATE LIGHTING: CHALLENGES FOR MOCVD EQUIPMENT SUPPLIERS <i>F. Schulte, O. Schoen, K. Christiansen, H. Protzmann, B. Schineller, M. Heuken</i>	114
МОЩНЫЕ СВЕТОДИОДЫ БЕЛОГО, СИНЕГО И ЗЕЛЕННОГО ЦВЕТОВ СВЕЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ InGaN. <i>Л. М. Козан, Н. А. Гальчина, И. Т. Рассохин</i>	118
256-ТИ ЭЛЕМЕНТНАЯ ЛИНЕЙКА СВЕТОДИОДОВ НА ОСНОВЕ InGaN/GaN ГЕТЕРОСТРУКТУР <i>Е.В. Луценко, А.И. Стогний, В.В. Ткаченко, С.В. Чумак, А.С. Шуленков</i>	120
ВЛИЯНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО РАСТЕКАНИЯ ТОКА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ НИТРИДНЫХ СВЕТОДИОДОВ <i>И.Ю. Евстратов, В.Ф. Мьмрин, С.Ю. Карпов</i>	122
АНАЛИЗ ПРИЧИН ПАДЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СВЕТОДИОДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР AlGaN _x In _{1-x} N ПРИ БОЛЬШОЙ ПЛОТНОСТИ ТОКА НАКАЧКИ <i>И. В. Рожанский, Д. А. Закгейм</i>	124
ПРИЧИНЫ ДЕГРАДАЦИИ ГОЛУБЫХ СВЕТОДИОДОВ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ХАРАКТЕРОМ СТРУКТУРНОЙ ОРГАНИЗАЦИИ НИТРИДОВ Ш-ГРУППЫ <i>Н.М. Шмидт, В.М. Бусов, А.Л. Закгейм, Р.В. Золотарева, А.В. Каманин, А.П. Карташова, А.Г. Колмаков, П.С. Копьев, В.Н. Мовгани, А.В. Сахаров, А.А. Ситникова, С.И. Трожек</i>	126
ТЕПЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МОЩНЫХ AlInGa _x N СВЕТОДИОДОВ <i>А.Л. Закгейм, Д.А. Закгейм, И.П. Смирнова, И.В. Рожанский, Г.А. Онушкин, С.А. Гуревич, Е.Д. Васильева, Г.В. Иткинсон</i>	128
СИНИЕ СВЕТОДИОДЫ МЕЗА-ПЛАНАРНОЙ КОНСТРУКЦИИ НА ОСНОВЕ AlGaN _x In _{1-x} N ГЕТЕРОСТРУКТУР С УДАЛЕННОЙ САПФИРОВОЙ ПОДЛОЖКОЙ <i>Л.К. Марков, Д.А. Закгейм, Е.М. Аракчеева, И.П. Смирнова, М.Р. Рымалис</i>	130
ПОЛУПРОЗРАЧНЫЕ ОМИЧЕСКИЕ КОНТАКТЫ ДЛЯ МОЩНЫХ НИТРИДНЫХ СВЕТОДИОДОВ И ПРОБЛЕМЫ ОДНОРОДНОСТИ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ. <i>Г.А. Онушкин, В.В. Лундин, Е.Ю. Лундина, А.Ф. Цацульников</i>	132
СОЗДАНИЕ РАССЕИВАЮЩЕГО Р-КОНТАКТА В СВЕТОДИОДАХ НА ОСНОВЕ AlInGa _x N <i>И.П. Смирнова, Д.А. Закгейм, М.М. Кулагина, Л.К. Марков</i>	134
ИССЛЕДОВАНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕТОДИОДОВ <i>В.С. Абрамов, А.Н. Туркин, В.П. Сушков, А.Ю. Сверчков, В.М. Харитонов</i>	136
ЭФФЕКТИВНЫЕ ФОТОЛЮМИНОФОРЫ ДЛЯ БЕЛЫХ СИД <i>В.С. Абрамов, Н.П. Социн, А. В. Шишов, А. Н. Туркин, А. О. Устинов</i>	137
ТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА ДИСКРЕТНЫХ СВЕТОДИОДОВ И МАТРИЦ <i>В.С. Абрамов, В.П. Сушков, А.Н. Туркин, А.В. Шишов</i>	138
ИССЛЕДОВАНИЯ СПЕКТРОВ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И ИНДЕКСОВ ЦВЕТОПЕРЕДАЧИ СВЕТОДИОДОВ НА ОСНОВЕ НИТРИДА ГАЛЛИЯ ПРИ ПОВЫШЕННЫХ ТОКАХ <i>В.С. Абрамов, П.П. Аникин, С.С. Просветова, М.В. Рыжков, А.В. Шишов, А.Н. Туркин, А.Э. Юнович</i>	139

СПЕКТРЫ, ЦВЕТОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И СВЕТООТДАЧА БЕЛЫХ СВЕТОДИОДОВ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР InGaN/AlGaIn/GaN, ПОКРЫТЫХ ЛЮМИНОФОРАМИ	140
<i>М.Л.Бадгутдинов, Н.А.Гальчина, Е.В.Коробов, Л.М.Коган, Ф.А.Лукьянов, И.Т.Рассохин, Н.П.Социн, А.Э.Юнович</i>	
ОСВЕТИТЕЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ НА ОСНОВЕ МОЩНЫХ СВЕТОДИОДОВ БЕЛОГО СВЕЧЕНИЯ	142
<i>Л. М. Коган, И. Т. Рассохин</i>	
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ОСВЕТИТЕЛЬНЫЕ УСТРОЙСТВА.	144
<i>А.А. Вилисов, С.А. Гейдур, Т.И. Коханенко, Л.А. Тябаева</i>	
РАСЧЕТЫ ОСВЕЩЕННОСТИ ОТ СВЕТОДИОДНЫХ МОДУЛЕЙ С ПОВЕРНУТЫМИ СИД	146
<i>Э.М.Гутцайт, Л.М.Коган, А.Е.Краснопольский, Д.В.Милютин</i>	
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРОГРАММЫ TRACERPRO ДЛЯ РАСЧЕТОВ КСС СИД С ОТРАЖАЮЩИМИ И ПРЕЛОМЛЯЮЩИМИ ОПТИЧЕСКИМИ СИСТЕМАМИ	148
<i>Э.М.Гутцайт, Л.М.Коган, Д.В.Милютин, А.М.Сидоров</i>	
КОРОТКОПЕРИОДНЫЕ AlN/AlGaIn СВЕРХРЕШЕТКИ ДЛЯ СВЕТОДИОДОВ, РАБОТАЮЩИХ В ДАЛЬНЕМ УЛЬТРАФИОЛЕТЕ	150
<i>Б. А. Борисов, В. В. Курятков, С. А. Никишин, М. Holtz и Н. Temkin</i>	
ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ РАБОТЫ ГИБРИДНЫХ MgZnO/AlGaIn СВЕТОДИОДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР	152
<i>К.А.Булашевич, И.Ю.Евстратов, В.Н.Набоков, С.Ю.Карпов</i>	
ПОЛЕВЫЕ ГЕТЕРОТРАНЗИСТОРЫ НА ОСНОВЕ МАТЕРИАЛОВ A ^{III} B ^V	154
<i>А.Н. Ковалев</i>	
МОДЕЛЬ ШУМА 1/f в GaN/AlGaIn ГЕТЕРОПЕРЕХОДНЫХ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРАХ	156
<i>М.Е.Левинштейн, А.П.Дмитриев, С.Л.Румянцев, М. S. Shur</i>	
ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ НА ОСНОВЕ МНОГОСЛОЙНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР AlN/AlGaIn/GaN/AlGaIn, ПОЛУЧЕННЫХ АММИАЧНОЙ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИЕЙ	158
<i>А.Н.Алексеев, С.Б.Александров, Д.Э.Великовский, И.Э.Великовский, Д.М.Красовицкий, А.Г.Ткаченко, В.П.Чалый, А.П.Шкурко</i>	
МОЩНЫЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ НА ОСНОВЕ AlGaIn/GaN: ИССЛЕДОВАНИЕ КРИТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ «МНОГО-ПАЛЬЦЕВОГО» ЗАТВОРА	160
<i>А.Е.Ганиев, В.В.Сироткин, С.Ю.Шаповал</i>	
AlGaIn/GaN НЕМТ СРЕДНЕЙ МОЩНОСТИ ММ ДИАПАЗОНА.	162
<i>Аболдуев И.М., Гладышева Н.Б., Дорофеев А.А., Матвеев Ю.А., Миннебаев В.М., Чернявский А.А</i>	
ИССЛЕДОВАНИЕ СВЧ ПТБШ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР AlGaIn/GaN.	164
<i>Гладышева Н.Б., Дорофеев А.А., Матвеев Ю.А., Чернявский А.А.</i>	



AIXTRON

TECHNOLOGY

PRODUCTIVITY

SERVICE

PURE PLAY

*If you can dream it,
we'll help you do it.*

Performance stems from technology. And what started 20 years ago with the spirit of R&D is now a high-tech group with a research and development network that spans the globe. At AIXTRON, our business is CVD technology. To be ahead of the competition and stay there. Always with the right technology for your needs. And the innovative strength to travel new and unaccustomed paths. Call us! We'll help you achieve tomorrow's goals and your visions for the day after tomorrow. In the spirit of partnership, committed, efficient and above all effective.

AIXTRON AG · Kackertstraße 15-17
D-52072 Aachen · Germany · www.aixtron.com

push your



PERFORMANCE

РОСТ ОБЪЕМНЫХ КРИСТАЛЛОВ GaN И AlN: УСПЕХИ И ПРОБЛЕМЫ

Ю.Н.Макаров

ООО “Нитридные кристаллы”, а/я 13, 194156 С.-Петербург (e-mail: yuri.makarov@semitech.us)

Традиционно приборные эпитаксиальные гетероструктуры на основе нитридов III группы выращиваются на подложках из сапфира или карбида кремния, а в последнее время и на кремниевых подложках. Из-за большого рассогласования постоянных решетки и коэффициентов термического расширения нитридных полупроводников и этих подложечных материалов, а также из-за сложности процесса инициации роста на этих подложках плотность проникающих дислокаций в эпитаксиальных слоях обычно составляет $\sim 10^9\text{-}10^{10}$ см⁻². Разработка специальных буферных слоев и режимов их получения позволяет понизить плотность дислокаций в материале до $\sim 10^8$ см⁻², а в ряде случаев и до $(2\text{-}5)\times 10^7$ см⁻². Использование так называемых “шаблонов”, т. е. буферных слоев толщиной от нескольких до нескольких десятков микрон, выращиваемых преимущественно с помощью хлоридно-гидридной эпитаксии, а иногда с применением процедуры бокового разрастания через нанесенную на ростовую поверхность маску, позволяет получать слои с плотностью дислокаций $\sim (1\text{-}2)\times 10^7$ см⁻². В то же время, для повышения внутренней квантовой эффективности и деградационной стойкости мощных нитридных светодиодов и лазерных диодов плотность дислокаций не должна превышать $\sim 10^5\text{-}10^6$ см⁻². Эта задача, поставленная промышленностью, может быть решена только при использовании подложек, изготовленных из объемных кристаллов GaN или AlN.

В данном докладе сделан обзор современного состояния развития технологии роста объемных кристаллов GaN и AlN, пригодных для изготовления низкодислокационных подложек, и рассмотрены перспективы применения выращенных на таких подложках приборов. В обзоре обсуждаются как достижения ведущих исследовательских центров в мире, так и полученные в последнее время оригинальные результаты.

Рост кристаллов нитрида галлия

В отличие от традиционных соединений A^3B^5 , объемные кристаллы GaN не могут быть выращены из расплава вследствие экстремально высоких температуры плавления и давления насыщенных паров над их стехиометрической жидкой фазой. По этой причине в настоящее время интенсивно исследуется рост GaN из растворов-расплавов, включая собственные растворы азота в галлии, растворы галлия и азота в щелочных металлах, а также так называемый аммонотермальный синтез. Исторически наиболее разработанным методом является рост GaN из галлиевого расплава, который проводится при высоких, $\sim 10\text{-}15$ кбар, давлениях с целью повысить растворимость азота в жидкой фазе. Полученные таким образом кристаллы GaN имеют плотность дислокаций, не превышающую 10^2 см⁻², однако низкие скорости роста, присущие данному методу, и плохо контролируемая форма выращенных кристаллов не позволяют использовать эту технологию для промышленного изготовления подложек GaN. На таких подложках уже сегодня продемонстрированы фиолетовые лазерные диоды, выращенные, в том числе, методом молекулярно-пучковой эпитаксии, а также транзисторные гетероструктуры с рекордной электронной подвижностью. Компанией TDI, Inc. была также показана возможность получения объемных GaN кристаллов из раствора-расплава без использования высокого давления. В докладе проведено сравнение характеристик GaN, выращенных из раствора-расплава различными способами.

Другой перспективный метод получения объемных кристаллов GaN основан на сублимации порошка нитрида галлия в атмосфере аммиака и последующей конденсации образовавшихся при этом реагентов на заправке. Этот метод обеспечивает скорости роста кристаллов вплоть до 1 мм/час (для получения материала высокого качества обычно требуются более низкие скорости роста), что делает возможным его промышленное применение. Однако одной из серьезных проблем этого метода является долговременная нестабильность источника паров галлия, который деградирует при высоких температурах из-за разложения материала и паразитной реакции образовавшегося при этом свободного галлия с аммиаком. Другой известной проблемой является образование капель галлия в пересыщенной газовой фазе и протекающие в ней паразитные химические реакции, приводящие к потере материала. В докладе обсуждаются способы стабилизации источника, требования к его чистоте, методы оптимизации ростовой системы и подачи материала в реактор, а также влияние состава реакционной газовой смеси на скорость роста и качество выращиваемого материала.

В последние годы широкое распространение получил еще один метод получения объемных кристаллов GaN, использующий хлоридно-гидридную эпитаксию. Этот метод позволяет постепенно снижать плотность проникающих дислокаций по мере увеличения толщины эпитаксиального слоя. Уже при толщинах более 1 мм, плотность дислокаций падает до $\sim 10^5\text{-}10^6$ см⁻². Известными проблемами данного метода являются умеренные скорости роста кристалла (обычно до 200 мкм/час), массовое образование паразитных депозитов на стенках реактора, растрескивание GaN,

особенно ярко выраженное при его легировании кремнием, а также заметный изгиб пластины, связанный с термоупругими напряжениями. В докладе обсуждаются пути решения этих проблем, а также суммируется современное состояние развития этой технологии. В частности, именно таким методом в настоящее время получены GaN подложки с плотностью дислокаций $\sim 10^6$ см⁻² и менее.

Рост кристаллов нитрида алюминия

В отличие от GaN нитрид алюминия испаряется конгруентно, что дает несомненные преимущества для сублимационного метода роста объемных кристаллов. Именно по этой причине сублимационный рост в настоящее время является основным способом получения объемного AlN. Однако из-за специфической кинетики адсорбции азота на поверхности AlN рост объемных кристаллов должен проводиться при температурах, превышающих 1800°C. Это существенно снижает круг материалов, которые могут быть использованы для создания ростового оборудования. Кроме того, конструкция реактора и тигля, в котором осуществляется синтез кристаллов AlN, требует тщательной разработки с целью обеспечить надежное управление не только температурой ростовой поверхности, но также и детальным распределением температуры внутри ростового тигля. В докладе обсуждается практика использования различных материалов для выращивания AlN, способы формирования теплового поля внутри реактора и другие вопросы, связанные с управления процессом роста.

Среди факторов, наиболее критичных для качества AlN кристаллов, следует выделить чистоту процесса, что обусловлено высокой реакционной способностью алюминия. Так, начальный этап роста кристалла на затравке оказывается чрезвычайно чувствительным к наличию в системе кислорода. В докладе обсуждается образование паразитных фаз (алонов) при низкотемпературном синтезе AlN, влияние кислорода на перенос алюминия в газовой фазе, а также требования к чистоте исходных материалов и, в частности, порошкового источника паров алюминия и азота. Рассматриваются способы очистки порошка от кислорода и других примесей.

Другой критичный фактор – затравка, используемая для инициации роста AlN. Наиболее распространенным материалом затравки является SiC. Однако рассогласование постоянных решетки SiC и AlN приводит к растрескиванию последнего уже при малых толщинах выросшего материала. В докладе обсуждаются способы преодоления этой и других проблем, связанных с использованием гетероэпитаксиальной затравки. Одним из таких достаточно распространенных способов является самозарождение кристаллов AlN в холодной зоне тигля. В этой связи критичной становится форма растущего кристалла, которая, в первую очередь, зависит от температуры роста. Формообразование кристалла во многом определяет и морфологию растущей поверхности. Оптимизация режимов роста по этому фактору приводит к необходимости проведения ростовых процессов при повышенных, более 2100°C, температурах.

В докладе рассмотрены и другие аспекты роста объемных кристаллов AlN, современное состояние исследований в этом направлении, вопросы, связанные с качеством, физическими характеристиками получаемого материала и финишной подготовкой подложек для эпитаксии.

Приборы на подложках из объемных GaN и AlN

Ожидается, что подложки из объемных кристаллов GaN и AlN смогут решить два основных вопроса: (а) понижение плотности дислокаций, по крайней мере, до уровня 10^5 см⁻², намеченного индустрией и (б) осуществление контроля полярности нитридной гетероструктуры путем простого вырезания пластины нужной ориентации из объемного кристалла. Первое необходимо для создания излучательных приборов нового поколения на основе нитридов III группы, в том числе для систем твердотельного освещения. Последнее дает дополнительные степени свободы для зонной инженерии нитридных гетероструктур. В докладе обсуждаются примеры, демонстрирующие практическую важность управления этими факторами.

В заключение рассмотрены области применения подложек GaN и AlN в электронике и оптоэлектронике и показано, что эти два материала не конкурируют между собой, а скорее дополняют друг друга. Так, GaN подложки наилучшим образом подходят для изготовления мощных светодиодов видимого и ближнего ультрафиолетового диапазонов, а также лазерных диодов для DVD приложений. В свою очередь, AlN является наилучшим подложечным материалом для излучателей и фотодетекторов среднего ультрафиолетового диапазона и мощных высокочастотных транзисторов, работающих при повышенных температурах. Анализ мирового рынка показывает, что производство нитридных подложек представляет собой нишу для российской промышленности, которая еще не занята конкурентами.

О НЕКОТОРЫХ АСПЕКТАХ ВЛИЯНИЯ ТЕХНОЛОГИИ ОБРАБОТКИ САПФИРОВЫХ ПОДЛОЖЕК НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СВЕТОДИОДНЫХ СТРУКТУР.

А.Ю. Игнатов^{1}, В.В. Гринько¹, М.М. Сабельникова¹, В.С. Постолов¹,
В.И. Поляков¹, Г.А. Онушкин², А.Ф. Цацульников², В.В. Лундин².*

1 – ОАО ЗСК «Монокристалл», г.Ставрополь, пр-т Кулакова 4а, ignatov@monocrystal.ru.

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

Задача повышения эффективности электролюминесценции гетероструктур на основе InGaN на сапфире не может быть решена без оптимизации параметров сапфировой подложки. С учетом значительного рассогласования параметров кристаллических решеток эпитаксиального слоя нитрида галлия и оксида алюминия, на конечный результат эпитаксиального процесса влияют совершенство исходного кристалла сапфира, история механической обработки пластин, геометрические параметры, состояние поверхности и приповерхностного слоя эпитолированных пластин, технология их постфинишной обработки.

Авторами [1] было отмечено, что при изготовлении эпитолированных пластин сапфира для эпитаксии нитридных соединений, необходимо использование кристаллов с минимальным содержанием малоугловых границ, технология эпитолированных пластин сапфира должна обеспечивать высокое совершенство и однородность рабочей поверхности, постфинишная обработка должна обеспечивать получение определенной структуры поверхности (направленных террас атомарных размеров).

Совершенствование многостадийного процесса механической и химико-механической обработки эпитолированных сапфировых подложек имеет своей целью поэтапное снижение глубины нарушенного слоя вплоть до его отсутствия после проведения суперфинишного полирования. Однако, авторами работы [2] было отмечено возможное развитие скрытых дефектов полировки во время хранения пластин за счет взаимодействия поверхности с атмосферной влагой, что делает актуальной проблему особой постфинишной обработки и сохранения параметров подготовленной особым образом поверхности вплоть до процесса эпитаксии нитридных соединений.

За последнее время, на ОАО ЗСК «Монокристалл» разработана новая комплексная технология, включающая в себя модернизированный способ выращивания кристаллов сапфира методом Киропулоса, объективный контроль качества материала, сбалансированную по структуре нарушенного слоя на этапах механическую обработку пластин, специальную технологию постфинишной обработки, гарантирующую необходимую чистоту и структуру рабочей поверхности. Для технического обеспечения разработанной технологии предприятие произвело значительные инвестиции на приобретение линейки технологического и контрольно-измерительного оборудования. Основной целью, поставленной при совершенствовании технологии эпитолированных пластин сапфира, является поиск технологических решений, обеспечивающих минимальное число дефектов в эпитаксиальном слое наследуемых от подложки.

Для оценки влияния качества обработки сапфировой подложки на эффективность электролюминесценции светодиодных структур, нами было изготовлено несколько групп сапфировых пластин (Табл.) ориентации (0001) с различной разориентацией, по трем маршрутам обработки, отличающейся предысторией пластин на операции шлифовки.

Группа	Разориентация, град.	Технология	Шероховатость нерабочей поверхности, Ra, мкм	Шероховатость рабочей поверхности, Ra, нм	Морфология рабочей поверхности
1	0.2±0.1° в ст. (10-10), 0±0.1° в ст. (11-20)	1	1.1	0.15	Гладкая
2	0.2±0.1° в ст. (10-10), 0±0.1° в ст. (11-20)	1	0.5	0.15	Гладкая
3	0.2±0.1° в ст. (10-10), 0±0.1° в ст. (11-20)	1	0.3	0.15	Гладкая
4	0.2±0.1° в ст. (10-10), 0±0.1° в ст. (11-20)	2	1	0.17	Ступенчатая
5	0.2±0.1° в ст. (10-10), 0±0.1° в ст. (11-20)	2	0.5	0.17	Ступенчатая
6	0.2±0.1° в ст. (10-10), 0±0.1° в ст. (11-20)	2	0.3	0.17	Ступенчатая
7	0.2±0.1° в ст. (10-10), 0±0.1° в ст. (11-20)	3	0.5	0.25	Шероховатая
8	0.1±0.1° в ст. (10-10), 0±0.1° в ст. (11-20)	1	0.5	0.15	Гладкая
9	0±0.1°	1	0.5	0.15	Гладкая

Технология обработки пластин: 1-новая; 2-новая с постфинишной обработкой; 3-старая.

Эпитаксия светодиодных гетероструктур и измерения электрофизических параметров структур проводились на установке AIX 2000 HT в лаборатории Физики полупроводниковых гетероструктур ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН по технологии MOCVD [3]. Настройка эпитаксиального процесса была проведена на стандартных пластинах (группа 7). Все эксперименты проводились в одинаковых условиях. Процедура эпитаксиального роста была несколько изменена по сравнению с оптимальной для получения максимальной эффективности и мощности светодиодов в целях обеспечения лучшей воспроизводимости процесса. Параметры изготовленных светодиодов незначительно отличались от оптимизированного процесса.

Зависимости приведенных значений квантовой эффективности электролюминесценции от параметров сапфировой подложки приведены на рис. 1-3

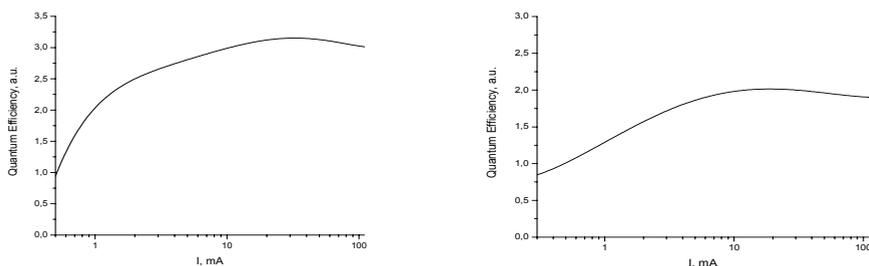


Рис. 1. Квантовая эффективность электролюминесценции светодиодных структур: слева – пластины серии 6, справа – пластины серии 7

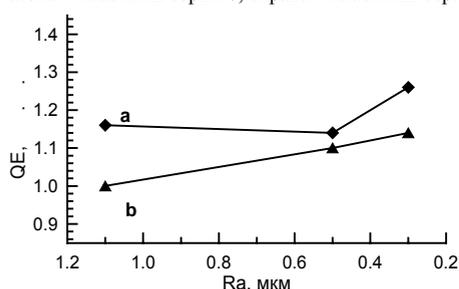


Рис. 2 Зависимость приведенной эффективности электролюминесценции от условий проведения шлифовки. (а-пластины серии 6, б-пластины серии 7)

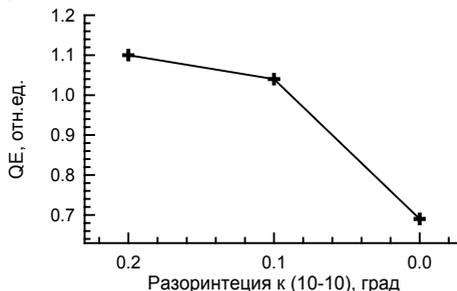


Рис. 3 Зависимость приведенной эффективности электролюминесценции от разориентации поверхности пластины

Анализ характеристик светодиодных структур и изготовленных на их основе светодиодов показал, что применение эпитаксиальных подложек групп 4-6 позволяет получить эффективность электролюминесценции на 20% выше, чем на стандартных пластинах.

Проведенные исследования позволяют обосновать ряд новых подходов к определению требований к монокристаллическому сапфиру и технологии эпитаксиальных пластин, внедряемых в настоящее время в ОАО ЗСК «Монокристалл».

Литература:

- [1]. J.Cui, A.Sun, M.Reshichkov, F. Yun, A. Baski and H.Morkos// MRS Internet J.Nitride Semiconductor. Res. 5,7 (2000)., Preparation of Sapphire for Hight Quality III-Nitride Growth.
- [2]. Ю.Г. Носов, Л.И.Деркаченко//«Последствие при испытании корунда на микротвердость», ЖТФ, 2003, т.73, вып.10, с.139-142.,
- [3]. В.В. Лундин, Е.Е. Заварин, А.В.Сахаров, А.Ф. Цацульников, Н.Н. Леденцов. // «Выращивание эпитаксиальных структур на основе GaN методом ГФЭ MOC». III Всероссийская конференция «Нитриды галлия, индия и алюминия - структуры и приборы.» Москва.2004г.
- [4]. Seong-Woo Kim, Hideo Aida and Toshi Masha Suzuki.// «The effect of a slight mis-orientation angle of c-plane sapphire substrate on surface and crystal quality». Phis.state.sol. No.10.2483-2486(2004).

DOPING OF GaN AND AlGaN LAYERS GROWN BY HVPE

O. Kovalenkov^{1}, V. Soukhoveev¹, V. Ivantsov¹, Y. Shapovalova¹, A. Usikov^{1,2}, and V. Dmitriev¹*

1. Technologies and Devices International, Inc., 12214 Plum Orchard Dr., Silver Spring, MD 20904, U.S.A. (* e-mail: oleg@tdii.com)

2. On leave from Ioffe Physico-Technical Institute, 26, Politechnicheskaya, St. Petersburg 124091, Russia

For group III nitride semiconductors, hydride vapour phase epitaxy (HVPE) is known to be the first technique to produce GaN epitaxial layers [1]. This technology has a great potential for the fabrication of low defect thick GaN layers and free-standing GaN wafers for substrate applications for GaN-based power devices [2], high-frequency transistors [3], and blue lasers [4].

Recently, TDI has demonstrated and put in production a novel deposition technology for the group III nitride semiconductor materials based on hydride vapor phase epitaxy (HVPE) (see www.tdii.com). Unique features of this HVPE technology include 4- and 6-inch epitaxial capabilities, growth of UV transparent AlGaIn alloy layers with AlN concentration from 60 to 90 mol. %, growth of AlGaIn/GaN structures with low threshold stimulated emission under optical pumping at room temperature, achieving the first violet and UV LEDs grown by HVPE [5], and fabrication of crack-free thick (>10 μm) AlN layers on sapphire and SiC substrates. However, many aspects of this novel technology and related products require further development and investigation.

In this report, we discuss doping of GaN and AlGaIn layers grown by HVPE on 2-inch sapphire substrates. The growth processes were carried out on a multi-wafer home built HVPE machine, at atmospheric pressure, in a hot wall quartz tubular horizontal reactor with a resistively heated furnace. Substrate temperature was varied from 900°C to 1200°C. Ammonia (NH₃) and hydrogen chloride (HCl) were used as the active gases and argon served as a carrier gas. Silane (SiH₄) was used for n-type doping. To grow p-type GaN layers, magnesium or zinc metals were heated in a stream of argon at elevated temperature. Thickness of AlGaIn and GaN layers ranged from 0.5 to 2 μm and from 2 to 100 μm, respectively. Grown layers had no cracks.

The grown layers were characterized by X-Ray Diffraction (XRD), Scanning Electron Microscopy (SEM), Atomic Force Microscopy (AFM), Secondary Ion Mass Spectrometry (SIMS), Glow Discharge Mass Spectrometry (GDMS), and Capacitance-Voltage (C-V) mercury probe analysis. Composition of AlGaIn alloy layers was estimated using XRD data with an assumption that Vegard's law is valid. The XRD analysis was also applied for the threading dislocation density evaluation.

For reference, up to 100 μm thick undoped GaN layers were grown and studied. All layers had n-type conductivity. For most samples, concentration N_D-N_A ranged from 2x10¹⁵ cm⁻³ to 3x10¹⁶ cm⁻³ irrespective of the layer thickness (Fig. 1, 2). The data points in the 10¹⁷ cm⁻³ range are caused by some unknown contamination. The N_D-N_A values in the low 10¹⁴ cm⁻³ range are probably related to unintentional compensation of the material.

The XRD studies revealed that threading dislocation density decreases significantly with GaN layer thickness increase. The full width at half maximum (FWHM) of x-ray rocking curves decreased from an average value of 420 arc sec and 630 arc sec for from 4 to 5 μm thick layers down to 200 arc sec and 300 arc sec for 15 to 20 μm thick layers for the (00.2) GaN and (10.2) GaN peaks, respectively. Estimated dislocation density decreases from high 10⁸ cm⁻² range for thin layers to low 10⁸ cm⁻² range, or even high 10⁷ cm⁻² range, for thick layers. On the other hand, experimental data presented in Fig. 1 and Fig 2 demonstrate that concentration N_D-N_A does not depend on layer thickness. Thus, we may assume that the electrically active centers in grown layers are not related to dislocations.

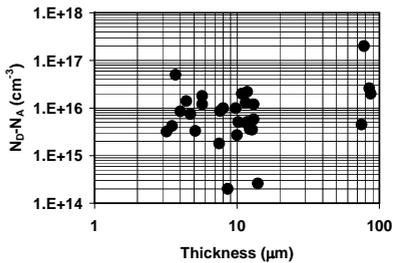


Fig. 1. The background concentration N_D-N_A for undoped GaN layers with various thickness.

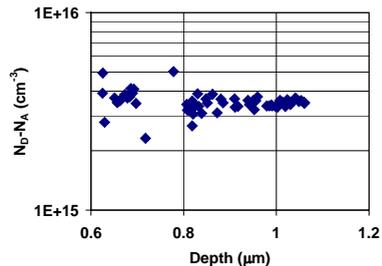


Fig. 2. Concentration N_D-N_A depth profile measured by C-V method for undoped GaN layer grown by HVPE.

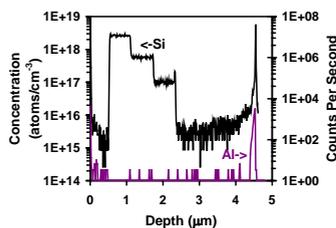


Fig. 3. Si impurities depth distribution measured by SIMS in HVPE-grown multi-layer GaN epi structure with controlled Si doping. The Al spike indicates position of GaN-sapphire interface. The initial undoped part of the structure is about 2 μm thick.

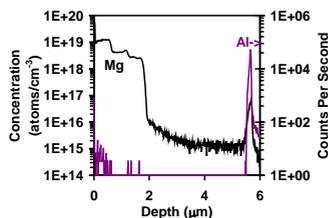


Fig. 4. Mg atomic depth distribution measured by SIMS in HVPE-grown GaN multi-layer structure with controlled Mg doping. The Al profile is shown to indicate the GaN-sapphire interface. Initial undoped part of the structure is about 3.5 μm thick.

We succeeded in HVPE growth of up to 10 μm thick crack-free Si doped GaN layers having concentration $N_{\text{D}}-N_{\text{A}}$ controlled from 10^{17} to 10^{18} cm^{-3} . Contact less Hall effect measurements performed at room temperature on heavily Si-doped GaN layer revealed an average electron mobility of $306 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ at electron concentration of $1.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. The measurements were performed at Lehigh Electronics, Inc. Results of SIMS depth analysis for Si-doped and Mg-doped GaN multi-layer epitaxial structures are shown in Fig. 3 and Fig. 4, respectively. These structures comprise initial undoped GaN layer and following several layers with controlled doping. The Si-doped structure was capped with undoped GaN layer, while in Mg-doped sample the top layer had the highest Mg concentration. The SIMS results demonstrate the ability of the HVPE technique to fabricate abrupt Si and Mg impurity concentration profiles during GaN growth. Background oxygen concentration was less than $(2-5) \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ in both Si-doped and Mg-doped samples. Background carbon concentration was near the detectable limit of the analysis and less than $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

Thickness of p-GaN<Mg> layers ranged from 3 to 5 μm . As-grown Mg doped GaN layers had p-type conductivity as was revealed by C-V measurements. Concentration $N_{\text{A}}-N_{\text{D}}$ as high as $8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ was measured. High p-type conductivity of as-grown materials may be explained by relatively low hydrogen concentration and low defect density in HVPE grown layers. Hydrogen is known to form H:Mg complex in GaN and, therefore, post-growth thermal treatment (annealing) is required to withdraw hydrogen from the complex and to obtain p-type conductivity for MOCVD grown materials [6]. Besides hydrogen, threading defects can bond Mg atoms that also prevent p-type material formation. In our HVPE process, argon is used as a carrier gas and the only sources of hydrogen are ammonia and HCl.

The FWHM values for XRD rocking curves measured for Mg doped samples were slightly larger than these for Si-doped samples ranging from 350 to 410 arc sec and from 600 to 800 arc sec for symmetric (00.2) and asymmetric (10.2) reflections, respectively.

Zn doping was employed to grow the electrically insulating GaN-on-sapphire templates for electronic device applications. Electrical resistance for these samples exceeded 10^{10} Ohm-cm at 300 K. For highly Zn-doped samples, p-type conductivity was observed for as-grown materials.

We will also report on initial experimental data for doped AlGaIn layers grown by HVPE on sapphire substrates. Undoped AlGaIn layers having from 5 to about 40 mol. % of AlN showed n-type conductivity with concentration $N_{\text{D}}-N_{\text{A}}$ in the 10^{17} to 10^{18} cm^{-3} range. For higher AlN content, materials become highly resistive. Surprisingly, for about 60 mol. % AlGaIn samples, p-type behavior was observed, however the data have to be confirmed.

Controlled doping of GaN and AlGaIn layers is imperative to fabricate template substrates for advance device structures for electronic and opto electronic applications. From industrial point of view, GaN and AlGaIn layers grown by HVPE on sapphire and SiC substrates are promising low cost template substrates.

References

1. H.P. Maruska, J.J. Tietjen, Appl. Phys. Lett., **15**, 327 (1969).
2. A.P. Zhang et al., Appl. Phys. Lett. **79**, 1555 (2001).
3. J.R. LaRoche et al., Solid State Electron **48**, 193 (2003).
4. M. Kuramoto et al., Jpn. J. Appl. Phys. Vol. **40**, L925 (2001).
5. A.S Usikov et al, "UV Solid State Light Emitters and Detectors", NATO Science Series, M.S. Shur and A. Zukauskas, Eds, Vol.144 p.15-29 (2004), Kluwer Academic Publishers.
6. S.Nakamura, T. Mukai, M. Senoh, N. Iwasa, Jpn. J. Appl. Phys., **31** L139 (1992).

ИЗГОТОВЛЕНИЕ ПОДЛОЖЕК НИТРИДА АЛЮМИНИЯ И САПФИРА ДЛЯ ЭПИТАКСИИ

Т.Ю. Чемекова, О.В. Авдеев, И.С. Бараиш, А.Д. Роевков, С.С. Нагалюк, Е.Н. Мохов,
Ю.Н. Макаров*

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

Производство современных электронных приборов невозможно без качественно обработанной поверхности исходной подложки, готовой к эпитаксиальному наращиванию (качество класса «epi-polished»). Высокое качество обработки поверхности подложки является необходимым требованием для осаждения эпитаксиальных слоев. Такие подложки исключительно важны для получения следующего поколения мощных высокочастотных полевых транзисторов и коротковолновых светодиодов на основе нитридов III группы. Среди подложечных материалов для нитридных приборных структур наибольший интерес вызывают нитрид алюминия (AlN) и сапфир (Al₂O₃). AlN обладает высокой теплопроводностью и низкой электропроводностью, а также имеет параметры кристаллической решетки, близкие к GaN, что обеспечивает низкую плотность дислокаций (менее 10⁵ см⁻²) в наращиваемых на нем нитридных приборных гетероструктурах. Высокая устойчивость AlN к температурным и химическим воздействиям открывает перспективу для создания элементной базы оптоэлектроники и электроники для экстремальных условий. Сапфир, один из самых распространенных в мире искусственных кристаллов, незаменим в оптике, микроэлектронике, используется в качестве конструкционного материала в авиации и космической отрасли, является основным материалом в оптоэлектронике для производства подложек для светодиодов.

Полированные нитрид-алюминиевые и сапфировые подложки представляют собой самостоятельные коммерческие продукты, однако предложение AlN подложек в коммерческих масштабах на сегодняшний день на мировом рынке отсутствует. В настоящее время нет литературных данных по процедуре обработки монокристаллов AlN. В России нет компаний, которые продемонстрировали возможность обработки AlN монокристаллов с достаточным для эпитаксии качеством поверхности. В настоящее время качество обработки поверхности сапфира составляет 1-0,2 нм.

Целью данной работы является разработка технологии обработки нитрида алюминия и оптимизация технологии обработки сапфира.

Для получения подложек из нитрида алюминия и сапфира с целью наращивания на них приборных структур, кристаллы AlN и Al₂O₃ подвергаются следующим операциям:

- кругление и резка кристаллов на установке многопроволочной резки Takatori MWS-34;
- механическая шлифовка и полировка на шлифовально-полировальной установке Lapmaster lapping
- химико-механическая полировка (ХМП) на установке Spitfire system 90

Резка монокристаллических слитков на установке многопроволочной резки Takatori, позволяет получать несколько пластин толщиной 300-700 мкм за один процесс. Толщина нарушенного слоя после резки не превышает 50 мкм.

Шлифовка и механическая полировка на станках Lapmaster производится на не связанном алмазном абразиве (рис.1). Основными параметрами процесса механической шлифовки и полировки являются: размер зерна абразива, прикладываемое давление к обрабатываемой пластине, скорость вращения шлифовального диска, продолжительность цикла обработки. Увеличение скорости вращения диска и прикладываемого давления ведет к увеличению скорости процесса шлифовки, т.е. к увеличению скорости съема материала. С другой стороны, большие значения прикладываемого давления приводят к возникновению царапин на поверхности пластин AlN и сапфира. Избежать подобного негативного эффекта можно путем поддержания оптимального зазора между подложкой и шлифовальным диском.

Подготовка поверхности эпитаксиального качества возможна только при использовании ХМП — процесса, который применяется для прецизионного выравнивания поверхности полупроводниковой подложки. В ХМП используется совместный эффект физических



Рис.1. Пластины AlN после операций резки и шлифовки.

и химических сил для полировки подложек. Когда подложка находится на подставке, то подставка и подложка начинают вращаться в противоположных направлениях, одновременно подается жидкость, содержащая абразивы и химические реактивы. ХМП приводит к последовательному снятию поврежденных слоев и получению гладкой поверхности (качество epi-polished) (рис.2). Выбор полирующего травителя является определяющим в данном процессе. В настоящее время состав полирующего травителя для AlN не известен. Проведены исследования по подбору оптимального состава полирующего травителя. Наши исследования показали, что качество полировки особенно чувствительно к температуре и pH травящей среды.

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

В ходе исследований планируется реализовать ряд технических решений, связанных с подбором материала абразива, скоростей шлифовки и полировки, значений прикладываемого давления к подложке, длительность циклов шлифовки и полировки, состава полирующего травителя:

- Апробация различных абразивов, включая карбид кремния, карбид бора и другие. Выбор материала с коэффициентом твердости, близким к AlN, позволит уменьшить глубину царапин оставляемых зёрнами абразива. Такое решение позволит не только улучшить качество обработки, но и существенно снизить стоимость процесса.
- Подбор оптимальных скоростей шлифовки и полировки, которые обеспечивают требуемое качество обрабатываемой поверхности и достаточную скорость.
- Оптимизация значений прикладываемого давления к обрабатываемой подложке в зависимости от выбранного абразива и размера подложки.
- Оптимизация скорости и метода подачи шлифовальной пасты. Это позволит контролировать количество абразивного материала на шлифовальном диске.
- Оптимизация состава и условий применения (температура, материал и свойства полотна) полирующего травителя для финишной ХМП, позволяющее обрабатывать подложку с качеством “epi-polished”.



Рис.2. Пластины сапфира после финишной ХМП.

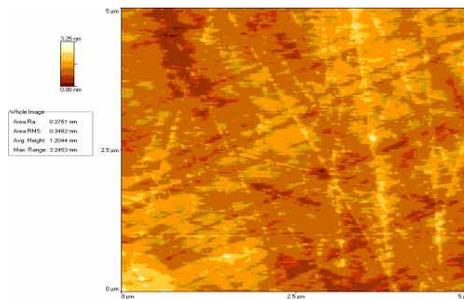


Рис.3 Поверхность AlN после ХМП.
RMS шероховатость 3,5–9 нм

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СЛОЕВ ZnO ДЛЯ III-N ЭПИТАКСИИ

Б.М. Атаев, В.В. Мамедов, С.Ш. Махмудов, А.К. Омаев*

Институт физики Дагестанского НЦ РАН, Махачкала, (*e-mail: crystal@dinet.ru)

В последнее время ведутся интенсивные исследования структур на базе нитридов третьей группы, связанные прежде всего с созданием эффективных источников света, в том числе и стимулированного, в коротковолновой части видимого излучения. Большие надежды возлагаются также на оксид цинка как на материал, обладающий эффективной экситонной люминесценцией в ближней УФ области с энергией связи 60 мэв, позволяющей получать стимулированное излучение при высоких температурах. Проблема как в первом, так и во втором случае заключается в отсутствии бездефектных монокристаллов существенных размеров и гетероэпитаксиальных структур (ГЭС) высокого совершенства – в связи с отсутствием подходящих подложек. Как правило, в обоих случаях ГЭС получают на подложках из сапфира, хотя несоответствие постоянных кристаллических решеток существенно: Al_2O_3 ($a = 4.754 \text{ \AA}$, $c = 12.99 \text{ \AA}$), GaN ($a = 3.189 \text{ \AA}$, $c = 5.185 \text{ \AA}$) и ZnO ($a = 3.250 \text{ \AA}$, $c = 5.213 \text{ \AA}$). Известно также, на подложках сапфира базисной ориентации методом химических транспортных реакций (ХТР) получить слои оксида цинка с одной ориентацией (0001) затруднительно – несоответствие постоянных решеток в такой системе достигает 38 %. Очевидно, что использование подложек с меньшим кристаллографическим несоответствием приведет к значительному улучшению качества слоев, особенно в переходной области их формирования, и что существенно близкое взаимное сопряжение кристаллических решеток ZnO и GaN может быть использовано для получения ГЭС высокого совершенства как ZnO на GaN, так и наоборот. В этом сочетании имеется и ряд других преимуществ, в том числе незначительное расхождение в коэффициентах термического расширения, близость структуры зон и др. Хотя перспективность ГЭС GaN/ZnO очевидна, авторы не знают работ по выращиванию GaN на слоях ZnO. Методы MOCVD и MOVPE, обычно широко используемые для получения эпитаксиальных слоев GaN, в данном случае неприменимы из-за наличия водорода в рабочей атмосфере и высоких температур в ростовой зоне реактора [1].

В данной работе мы сообщаем первые результаты по выращиванию методом реактивного распыления эпитаксиальных слоев (0001)GaN высокого совершенства на различных подложках с буферными слоями ZnO, осажденными различными методами. При этом кристаллографическое несоответствие системы ZnO/GaN не превышает 1.8%.

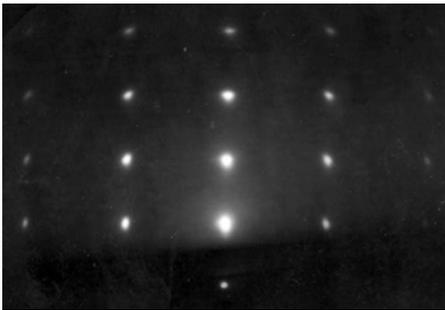


Рис. 1

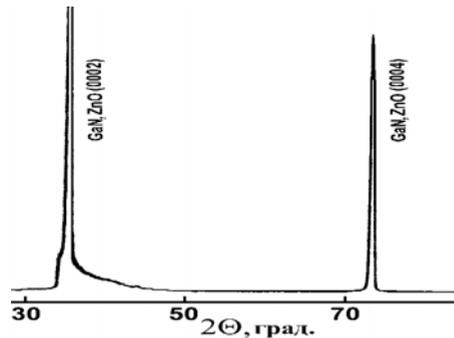


Рис. 2

Буферные слои ZnO на сапфире выращивались методом ХТР в проточном реакторе пониженного давления (ПРПД) [2], в том числе с использованием активации процессов роста плазмой ВЧ-разряда [3]. Была также использована возможность получения высокотекстурированных слоев оксида цинка на неориентирующих подложках (поликор и плавленый кварц) [4]. Толщина слоев составляла порядка 200-500 нм. Структурное совершенство полученных слоев оценивалось электронографическим методом. На рисунке 1 представлена электронограмма буферного слоя ZnO базисной ориентации на сапфире, полученного методом ХТР.

Слои GaN получались методом реактивного магнетронного распыления на постоянном токе. Параллельно катоду-мишени располагалась такая же мишень под потенциалом анода на высоте ~6 см, а подогреваемая подложка помещалась вне зоны действия высокоэнергетических частиц разряда. Состав рабочего газа: Ar:N₂=4:1. Мишень диаметром 40 мм и толщиной 3 мм изготавливалась из чистого галлия, расплавленного в кольце из кварца. Ток разряда во время магнетронного распыления не превышал 120 мА при напряжении 320-360 В, а температуре подложки варьировалась в пределах 300-600 °С, толщина слоев контролировалась по времени распыления и составляла порядка 0.5-1 мкм. Структура полученных слоев GaN изучалась рентгенографическим и электронографическим методами. На рисунке 2 представлена рентгенограмма ГЭС GaN/ZnO, полученной при оптимальных условиях.

В докладе обсуждаются результаты сравнительных исследований структурных и оптических свойств полученных гетероструктур.

Список литературы

- [1] W.V. Lundin, B.V. Pushnyi, A.S. Usikov, M.E. Gaevski, M.E. Baidakova, A.V. Sakharov. Instr. Phys. Conf. Ser., **155**, 319 (1997).
- [2] А.Х. Абдуев, Б.М. Атаев, А.М. Багамадова, Г.А. Красулин. Неорг. мат., **11**, 1928 (1987).
- [3] В.М. Атаев, V.V. Mamedov, А.К. Omaev, В.А. Magomedov, Mat. Sci. in Semicond. Processing, **6**, 535 (2003).
- [4] Б.М. Атаев, И.К. Камилов, А.М. Багамадова, В.В. Мамедов, А.К. Омаев, М.Х. Рабаданов. ЖТФ, **69** (11), 138 (1999).

ГАЗОФАЗНЫЙ ХИМИЧЕСКИЙ СИНТЕЗ И ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА НИТРИДА АЛЮМИНИЯ

А.Н. Редькин, А.Н. Грузинцев, З.И. Маковой, В.И. Тацкий, Е.Е. Якимов*
Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН
142432 г. Московская обл., г. Черноголовка, ул. Институтская, д.6
(*e-mail: arcadii@ipmt-hpm.ac.ru)

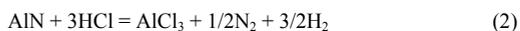
Ранее нами был успешно апробирован метод синтеза толстых поликристаллических пленок нитрида галлия путем газофазного химического синтеза с использованием металлического галлия и хлорида аммония в качестве исходных компонентов [1]. Как показало изучение спектров фотолюминесценции полученных образцов, предложенный метод пригоден для получения материала с хорошей стехиометрией и совершенной кристаллической структурой. В настоящей работе нами с использованием аналогичной методики получены толстые поликристаллические пленки нитрида алюминия и исследованы их спектры фотолюминесценции. Синтез осуществлялся в многозонном реакторе за счет одновременного протекания двух последовательных стадий. На первой стадии при температуре 450 - 600⁰С происходило взаимодействие металлического алюминия и продуктов сублимации хлорида аммония (NH₃ + HCl) с образованием моноаммиаката трихлорида алюминия. По мере образования, пары последнего током высокочистого азота переносились в высокотемпературную зону – зону роста (T = 1000⁰С), где протекал пиролиз AlCl₃NH₃ с образованием нитрида алюминия. В качестве подложек использовали кремний {001}. Скорость осаждения продукта рассчитывали по изменению массы подложки. Эта величина зависела от места расположения подложки в реакторе, расхода хлорида аммония и температуры алюминия. Максимальная скорость синтеза достигалась при температуре металла 550-570⁰С. При увеличении температуры металла выше 600⁰С скорость роста нитрида алюминия снижалась из-за пассивации поверхности алюминия вследствие частичного разложения аммиаката трихлорида алюминия. Как и в случае синтеза нитрида галлия наибольший привес наблюдался на подложках, расположенных в начале зоны роста. В отдельных экспериментах скорость осаждения достигала величины более 200 мкм/час. По мере удаления от края вглубь высокотемпературной зоны скорость осаждения существенно уменьшалась.

Согласно электронно-микроскопическим исследованиям, образцы, полученные в разных местах высокотемпературной зоны, имеют существенные различия. При умеренных скоростях роста (10 – 50 мкм/час) на подложке вырастают плоские хорошо ограниченные кристаллы до 20 микрометров в поперечнике. Увеличение скорости осаждения приводит к увеличению высоты и уменьшению поперечных размеров кристаллов. При скорости роста 70 – 100 мкм/час формируется слой из сросшихся столбчатых кристаллов различного поперечного размера. При скорости роста 150 мкм/час и более поверхность полученной толстой пленки состоит из иглообразных кристаллов с острями нанометровых размеров, ориентированными перпендикулярно подложке. Напротив, при малой скорости роста (1 – 5 мкм/час), характерной для процесса в конце высокотемпературной зоны, наблюдается образование пленки, состоящей из мелких (размером 0,5 – 1 мкм) сросшихся кристаллов с неопределенной ориентацией относительно подложки.

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



По мере продвижения вдоль высокотемпературной зоны, вследствие протекания реакции (1), происходит падение концентрация паров AlCl₃NH₃ и нарастание концентрация HCl. Это приводит к снижению скорости роста нитрида алюминия. Одновременно существенную роль начинает играть процесс травления с участием хлористого водорода (2):



Кроме этого по мере продвижения вглубь реактора возможно образование зародышей нитрида алюминия в объеме газовой фазы. Возможно с этим процессом связано образование пленки из неориентированных мелких кристаллов в конце высокотемпературной зоны.

Изменения в структуре и стехиометрии полученных материалов проявляются в спектрах фотолюминесценции образцов, дающих информацию не только о кристаллическом совершенстве материала, но и о составе его примесных и собственных точечных дефектов. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) образцов исследовались при возбуждении импульсным азотным лазером ИЛГИ-503 с длиной волны излучения 337.1 нм, длительностью импульса 9 нсек и пиковой мощностью 1.5 КВт. Лазерный луч фокусировался в пятно диаметром 0.5 мм, что обеспечивало плотность оптического возбуждения $I_0 = 0.4 \text{ МВт/см}^2$. Возбуждающий свет лазера падал на образец перпендикулярно его поверхности, а люминесценция регистрировалась под углом 45 градусов, что уменьшало вклад отраженного лазерного света. Люминесценция регистрировалась при комнатной температуре с помощью монохроматора МДР-23, фотоумножителя ФЭУ-106 и усилителя переменных сигналов «Unipan-237», соединенного с компьютером. Спектральное разрешение во всех экспериментах было не хуже 0.2 нм.

Для образцов, полученных в начале высокотемпературной зоны, наблюдается очень интенсивное свечение нитрида алюминия с максимумом в зеленой области спектра при 510 нм. В спектре также имеется красная полоса с максимумом при 600 нм, обычно связываемая в нитриде алюминия с протяженными дефектами кристаллической структуры типа дислокаций и малоугловых границ поликристаллических зерен. Красное сечение наиболее явно проявляется в спектрах ФЛ образцов, расположенных во время синтеза в 4 – 6 см от начала высокотемпературной зоны. По мере смещения вглубь зоны роста в спектрах ФЛ образцов начинает появляться синяя полоса люминесценции с максимумом при 430 нм. Эта синяя распространенная для AlN полоса связана с вакансиями алюминия, в то время как зеленое свечение может быть обусловлено вакансиями азота в кристаллической решетке соединения [2]. На образцах, расположенных еще дальше, в самом конце зоны роста, сигнал люминесценции практически отсутствует. Красная полоса образцов, полученных в начале ростовой зоны, с максимумами в области 600 нм, вероятно, обусловлена слоем микронных и субмикронных кристаллических образований с большим числом дефектов в поликристаллах AlN.

Таким образом, имеется определенная тенденция изменения стехиометрии синтезированных образцов AlN в зависимости от скорости роста и положения подложек в кварцевом реакторе. В начале ростовой зоны в составе материала преобладает избыток алюминия, что ведет к формированию вакансий азота – центров зеленой люминесценции. В конце зоны синтеза, наоборот имеется недостаток алюминия, что ведет к формированию вакансий алюминия – центров синей люминесценции в нитриде алюминия. Оптимальная с точки зрения стехиометрии продукта область роста, расположена в 11-14 см от края высокотемпературной зоны. В этом месте, полученные образцы обладают наибольшим структурным и стехиометрическим совершенством, а их спектры люминесценции не уступают спектрам лучших объемных монокристаллов AlN [2]. На основании полученных результатов можно ожидать, что предложенный метод позволяет синтезировать материал, пригодный для изготовления фотодетекторов и излучателей в ультрафиолетовой области спектра.

1. А.Н. Редькин, В.И. Таций, З.И. Маковой, А.Н. Грузинцев, Е.Е. Якимов. Неорган. материалы, **40**, 10, 1197 (2004).
2. E. Silvera, J.A. Freitas, O.J. Glembocki, G.A. Slack, L.J. Schowalter. Phys. Rev.B,**71**, 10, 041201 (2005).

ВЫРАЩИВАНИЕ ОБЪЕМНЫХ КРИСТАЛЛОВ НИТРИДА АЛЮМИНИЯ (AlN)

Т.Ю. Чемекова *, **О.В. Авдеев**, **И.С. Баращ**, **А.Д. Роевков**, **А.С. Сегаль**, **Е.Н. Мохов**, **Ю.Н. Макаров**
ООО «Нитридные кристаллы», 194156 Санкт-Петербург, пр. Энгельса 27
(* chemekova@n-crystals.fi.ru)

Развитие электронного и оптоэлектронного приборостроения на основе нитридов III группы сдерживается отсутствием гомоэпитаксиальных подложек. Нитрид алюминия (AlN) имеет параметры кристаллической решетки близкие к GaN, высокую теплопроводность и низкую электропроводность, большую ширину запрещенной зоны. Эти качества делают AlN перспективным материалом для производства подложек, используемых в мощных высокочастотных электронных приборах и коротковолновых оптоэлектронных устройствах.

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 °С. Такие высокие температуры (в среде азота) сильно сужают круг материалов для тигля и элементов конструкции печи. По результатам исследований в качестве основного конструкционного материала был выбран вольфрам.

Важным фактором качественного роста является чистота процесса (отсутствие примесей), которая определяется, в первую очередь, чистотой источника. Примеси ухудшают свойства AlN: уменьшают теплопроводность, образуют структурные дефекты, отрицательно влияют на процесс зародышеобразования. Основной вредной примесью является кислород, который, образуя оксинитриды, «отравляет» поверхность затравки на ранних стадиях ростового процесса. В качестве источника для получения объемных кристаллов, как правило, используется коммерческий порошок AlN, содержащий примеси кремния, углерода, бора, железа, и кислорода в концентрациях до весовых процентов. Поэтому необходимой стадией технологии является процедура очистки порошка путем отжига и перегонки. По данным плазменной масс-спектрометрии (GDMS) в результате отжига и перегонки содержание примесей в источнике снижается до десятков ppm, а кислород удаляется практически полностью.

Эксперименты показали, что качественный рост кристалла сублимационным методом определяется, прежде всего, начальной стадией зародышеобразования. Применялись три разных подхода к управлению процессом на стадии зародышеобразования:

- затравливание на чужеродном материале, в частности, SiC, TaC, и W;
- затравливание на SiC/AlN темплейте;
- затравливание на пластине AlN.

При использовании в качестве затравки TaC или W крышки ростового контейнера достигается образование зародышей большой плотности по всей поверхности. При дальнейшем росте наблюдается эволюция текстуры с уменьшением количества и увеличением размеров (до 5-7 мкм) зерен.

Наилучшим затравочным материалом для роста объемных кристаллов AlN являются подложки из родного материала, однако подложки большого диаметра (2 дюйма) в настоящее время отсутствуют. Поликристалл AlN диаметром 2" был синтезирован методом самопроизвольного зарождения и роста на крышке ростовой ячейки соответствующего диаметра. Буля состоит из прозрачных, янтарного цвета блоков, с направлением роста (0001), развернутых друг относительно друга (рис.1).

Для изготовления качественной затравки для роста объемного кристалла диаметром 0.5 дюйма тонкий монокристаллический слой AlN наращивается на пластине монокристаллического SiC, которая затем отрезается от AlN для предотвращения загрязнения выращиваемого кристалла. Тонкий качественный кристалл прикрепляется к крышке и помещается в ростовую ячейку для дальнейшего роста объемного кристалла.

Хорошие результаты дают также подложки, вырезанные из объемных кристаллов AlN перпендикулярно направлению роста. По данным рентгеновского анализа качество выращиваемого кристалла улучшается от подложки к его вершине.

В результате ряда экспериментов подобраны оптимальные режимы выращивания



Рис. 1. Поликристалл AlN диаметром 2 дюйма.

кристаллов AlN сублимационным методом:

- Температура на крышке тигля 1900-2050 °С
- Перепад температур между источником и подложкой 30-150 °С
- Давление азота 300- 500 Торр

В этих условиях скорость роста объемного кристалла AlN достигает 200 мкм/час. Разработан технологический процесс воспроизводимого выращивания и отжига объемных кристаллов AlN для производства подложек диаметром 0.5 дюйма. Получены объемные кристаллы AlN диаметром 18 мм и высотой до 20 мм (рис.2). Кристаллы прозрачны в видимом свете и имеют окраску от янтарной до темно-коричневой в зависимости от ростовой температуры. Рентгеновская дифрактометрия и топография показала крупноблочную структуру (блоки >200 нм) кристаллов с направлением роста (0001) и полуширинами кривых качания в ω -сканировании от 60 до 300 угловых секунд.

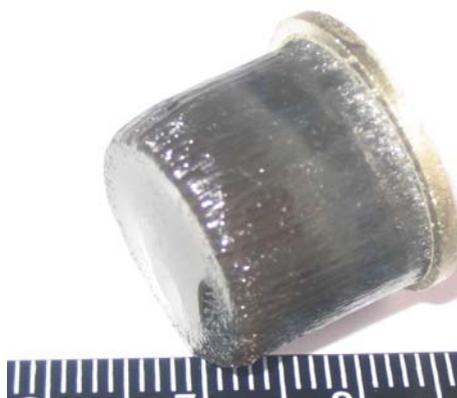


Рис. 2. Типичный объемный монокристалл AlN диаметром 18 мм и высотой 18 мм

МОДЕЛИРОВАНИЕ СУБЛИМАЦИОННОГО РОСТА ОБЪЕМНЫХ КРИСТАЛЛОВ AlN

А.С. Сегаль^{1,2}, Д.С. Базаревский¹, М.С. Рамм¹, Ю.Н. Макаров^{1,2}*

1. ООО «Софт-Импакт», 194156 Санкт-Петербург, пр. Энгельса, 27 (* e-mail: segal@softimpact.ru)
2. ООО «Нитридные кристаллы», 194156 Санкт-Петербург, пр. Энгельса, 27

Монокристаллический нитрид алюминия (AlN) обладает уникальным сочетанием физических свойств, которые выдвигают его на первый план среди подложечных материалов для эпитаксиальных приборных структур на основе нитридов III группы. Тем не менее, до настоящего времени не существует промышленной технологии получения низкодефектных монокристаллических AlN подложек. Наилучшие результаты получены в технологии сублимационного роста объемных AlN кристаллов с последующей их обработкой (резкой на пластины, механической шлифовкой и химико-механической полировкой), где продемонстрирован рост кристаллов диаметром до 1 дюйма со скоростью до 1 мм/час и с плотностью дислокаций до 500 см⁻² [1]. Однако, требуется решить еще много задач, чтобы вывести данную технологию на уровень промышленного производства. Решение этих задач требует проведения подробных исследований, однако условия сублимационного роста AlN (температура ~ 2000-2300 °С, закрытый ростовой контейнер, толстые слои теплоизоляции и т.д.) затрудняют применение прямых экспериментальных методов. В этой ситуации компьютерное моделирование выдвигается на первый план.

Несмотря на настоятельную потребность, в настоящее время в литературе отсутствуют предсказательные модели сублимационного роста AlN. Так, до сих пор не ясна граница между режимами роста AlN, лимитированными транспортом компонент и поверхностными кинетическими процессами. Опубликованные модели не учитывают такие важные особенности процесса, как испарение источника с боковой и нижней поверхностей, массообмен и перепад давления между тиглем и окружающей атмосферой, изменение ростовых условий за счет эволюции форм источника и кристалла и т.д. В работе [2] была разработана модель процесса, которая рассматривает с единой точки зрения транспорт компонент, поверхностную кинетику и эффекты температуры и давления, однако рассмотрение ограничивалось одномерным случаем. В настоящей работе данная модель развивается и обобщается для учета перечисленных выше двумерных эффектов. С использованием новой версии модели проведено подробное исследование и оптимизация процесса в герметически замкнутом и открытом тиглях.

Разработанная модель основана на квазитермодинамическом описании поверхностной кинетики, сопряженном с детальным описанием переноса компонент, импульса, энергии и излучения в ростовой системе. Кинетические ограничения на AlN поверхностях учитываются введением температурно-зависимого коэффициента испарения/прилипания в соотношение Герца-Кнудсена для межфазного потока азота. Величина этого коэффициента как функция температуры находится из имеющихся в литературе экспериментальных данных по испарению AlN в вакуум и аппроксимируется как $\alpha(T)=3.5 \cdot \exp(-30000/T)/[1+8 \cdot 10^{15} \exp(55000/T)]$. Модель верифицирована с использованием имеющихся в литературе данных по скорости роста AlN в зависимости от температуры и давления и реализована численно в виде вычислительного кода Virtual Reactor AlN.

Некоторые результаты моделирования процесса с помощью данного кода приведены на Рис. 1. Рисунок показывает хорошее совпадение рассчитанной и наблюдаемой формы AlN кристалла через 30 часов роста (здесь температура на верхней крышке контейнера, измеряемая цветовым пирометром, составляет 2050 °С, давление в системе – 0.5 атм). Моделирование позволяет объяснить наблюдаемую эволюцию формы источника и кристалла с точки зрения распределения пересыщения в газовой фазе (пересыщение определяется как $s=(P_{Al})^2 \cdot P_{N_2}/K(T)-1$, где P_{Al} и P_{N_2} – парциальные давления алюминия и азота, соответственно, $K(T)$ – температурно-зависимая константа равновесия поверхностной реакции $2Al+N_2=2AlN(\text{solid})$). С этой целью на рисунке приведены также линии тока и изолинии пересыщения в газовой фазе, цифры на поверхности кристалла показывают значение пересыщения в соответствующих точках.

Видно, что линии тока выходят из AlN поверхностей там, где пересыщение отрицательно, и приходят обратно там, где оно становится положительным. Величина местной скорости испарения/роста AlN оказывается пропорциональной местному пересыщению. В приведенном примере растет выпуклый кристалл, т.к. пересыщение плавно увеличивается от периферии к центру ростовой поверхности за счет некоторого уменьшения температуры в данном направлении (перепад температуры по поверхности кристалла составляет ~ 10 °С).

Существенно, что кристалл имеет грибовидную форму, что связано с его слабым реиспарением в окрестности верхнего угла тигля. Данный эффект обусловлен диффузией азота из окружающей атмосферы в тигель через тонкий кольцевой зазор между торцевой поверхностью стенки тигля и

крышкой. В окрестности этого зазора газ обогащается азотом, что приводит к резкому падению пересыщения до отрицательных значений и к реиспарению кристалла. Отметим, что диффузия азота через зазор происходит против конвективного потока газа, который всегда направлен из тигля в окружающую атмосферу (см. периферийную линию тока на Рис. 1).

Пересыщение может также менять знак с минуса на плюс в пределах поверхности AlN источника, при этом наблюдается его локальная рекристаллизация. В неоптимизированном температурном поле наблюдалась, в частности, рекристаллизация источника на боковой поверхности, которая приводила к зарастанию зазора между источником и стенкой тигля и, в конечном счете, к разрушению тигля. Оптимизация температурного поля с помощью кода Virtual Reactor AlN позволила подавить это явление. В оптимизированном температурном поле основное испарение источника происходит в нижней части его боковой поверхности, а образующиеся пары транспортируются к кристаллу через незарастающий зазор между источником и стенкой тигля. Незначительная рекристаллизация источника происходит на его верхней поверхности, где осажается слой поликристаллического AlN, который не препятствует основному процессу.

В работе подробно исследован эффект давления. Показано, что если контейнер достаточно плотно закрыт, то при уменьшении давления в окружающей азотной атмосфере до вакуума давление в тигле выходит на некоторое предельное значение, при этом сохраняется режим роста AlN кристалла. В более открытом контейнере перепад давления между тиглем и окружающей атмосферой незначителен, при этом уменьшение окружающего давления до некоторой критической величины, зависящей от температуры, приводит к смене роста кристалла его испарением. В последнем случае пары, образующиеся на поверхностях испаряющихся кристалла и источника, выходят в окружающую атмосферу через зазоры в тигле. При дальнейшем понижении давления до вакуума режим роста кристалла восстанавливается.

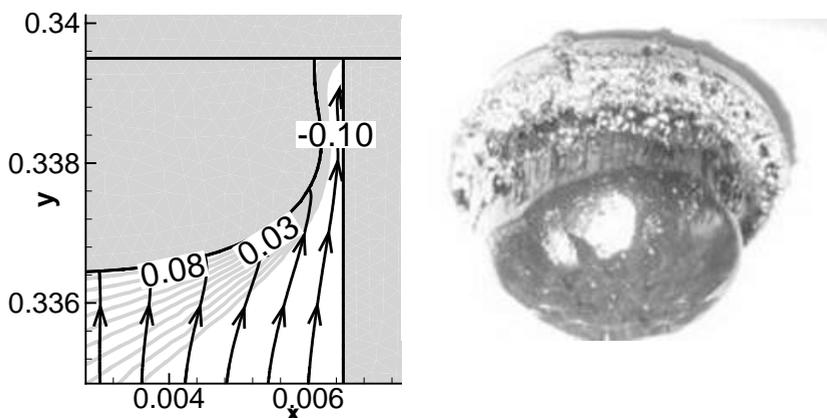


Рис. 1. Рассчитанная (слева) и наблюдаемая (справа) формы объемного AlN кристалла. Черные линии со стрелками – линии тока в газе, серые – изолинии пересыщения, цифры на поверхности кристалла – пересыщение в соответствующих точках.

Список литературы

- [1] B. Raghathamachar, M. Dudley, J.C. Rojo, K. Morgan, L.J. Schowalter. *J. Cryst. Growth*, **250**, 244 (2003).
- [2] A.S. Segal, S.Yu. Karpov, Yu.N. Makarov, E.N. Mokhov, A.D. Roenkov, M.G. Ramm, Yu.A. Vodakov. *J. Cryst. Growth*, **211**, 68 (2000).

ПОРИСТЫЙ GaAs КАК ПОДЛОЖКА ДЛЯ Ш-N ЭПИТАКСИИ

В.В. Кидалов^{1}, Г.А. Сукач², L. Веји³, А.С. Ревенко¹, А. Д. Байда¹*

¹ Бердянский государственный университет 71100 Бердянск, Украина (e-mail: kid@bdpu.org)

² Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАН Украины, 01237 Киев Украина

³ Laboratoire de Physique et Chimie des Interfaces, Faculte , Monastir 5019. Monastir, Tunisia

Промышленное производство сверхярких светоизлучающих диодов, УФ фотодиодов, НЕМТ СВЧ транзисторов средней мощности базируется на технологии получения GaN и его твердых растворов. В качестве подложек для пленок GaN часто используется GaAs. Однако, в этом случае, как и в случае использования традиционных (Al_2O_3 , SiC) подложек для роста GaN, эпитаксиальные слои растут напряженными, что приводит к большому количеству дислокаций и, как следствие, к большой концентрации безызлучательных центров рекомбинации носителей заряда. Применение низкотемпературного зародышеобразующего слоя для роста нитрида галлия в такой ситуации позволяет снизить количество дефектов и вырастить эпитаксиальные слои достаточно хорошего качества. Но таким способом убрать механические напряжения слоев GaN не удается. Кроме этого зародышеобразующие слои обладают достаточно большой проводимостью, что крайне нежелательно.

Одним из возможных путей решения этой проблемы является использование пористых подложек. Первые попытки, предпринятые в этом направлении, привели к положительным результатам.[1-3]. В числе пористых подложек особое место занимает пористый GaAs. Прежде всего, пористый GaAs сохраняет структуру подложки, состав пористого GaAs нестехиометричен с избытком As. Эти свойства дали возможность гомо и гетероэпитаксиального роста слоев с высоким структурным совершенством.

Как показано в работах [4-8] оптимальными для получения пленок GaN с минимальными напряжениями (по данным комбинационного рассеяния, низкотемпературной фотолюминесценции, рентгено дифрактометрических исследований) являются подложки GaAs с однородной нано структурированной поверхностью. Однако свойства и способы получения пористого GaAs в отличие от пористого Si слабо изучены. Поэтому цель данной работы получение нанопористой поверхности GaAs с равномерным распределением пор.

Образцы пористого GaAs были получены анодной электролитической обработкой грани (111)В пластин n-GaAs с концентрацией Si $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$

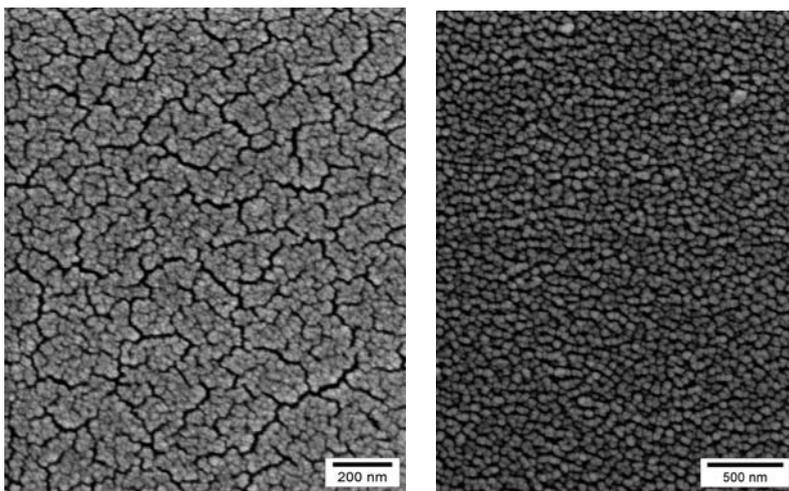


Рис.1 SEM-изображения поверхности пористого GaAs, различные увеличения

Предварительно для удаления жира образцы были промыты в ацетоне, пропаноле и этаноле и промыты в деионизированной воде, а затем просушены в потоке N₂ с обратной стороны образцов был нанесен омический контакт. В качестве второго электрода использовалась платина. Процесс электролитического травления проводился в HF смешанном с этанолом (разной концентрации). После травления образцы были промыты в деионизированной воде и просушены в потоке N₂.

Исследование микроструктуры и морфологии поверхности нанокристаллитов проводилось с использованием электронного сканирующего микроскопа с системой элементного анализа. На рис. 1 показана морфология поверхности пористой подложки GaAs полученная при травлении GaAs (при различных технологических условиях). С помощью метода рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии был исследован химический состав нанокристаллитов. В образцах роg-GaAs появление сигнала фотолуминесценции в видимой области спектра обусловлено кванторазмерными эффектами

Значения среднего диаметра нанокристаллитов, формирующих слой роg-GaAs полученные по результатам спектроскопии КРС, ФЛ и сканирующей электронной микроскопии, согласуются друг с другом.

Таким образом получены образцы пористого GaAs с равномерным распределением пор.

Работа выполнена при финансовой поддержке ДФФД Украины, проект 04.07/256

1. В.В. Мамутин, В.П. Улин, В.В. Третьяков, С.В. Иванов, С.Г. Конников, П.С. Копьев ЖТФ, **25** (1), 3 (1999).
2. В.В. Кидалов, Г.А. Сукач, А.С. Ревенко, Е.П. Потапенко. ФТП, **37**(11), 1303 (2003).
3. V. V. Kidalov, G. A Sukach, A.O. Petukhov, A. S. Revenko, E. P. Potapenko. J. Lumin. **102-103**, 712 (2003)
3. K. Bablu, T. Tanikawa, A. Hashimoto, A. Yamamoto, Y. Ito. J. Crystal Growyh **249**, 422 (2003).
4. V. V. Kidalov, G. A Sukach, A. S. Revenko, A. D. Bajda The 5th International Symposium on Blue Laser and Light Emitting Diodes Semiconductors Physics Research centry ISBLLED-2004, Gyeongju, Korea – **2004**- Book of abstracts.- Pa12 #109
5. V. V. Kidalov, G. A Sukach, A. S. Revenko, A.D.Bajda 2007 Joint International Meeting Nanotechnology. Guebec city, Canada 2005
6. L. Beji, L. Sfaxi, B. Ismail, A. Missaoui, F. Hassen, H. Maaref, H. Ben Ouada. Physica E **25**, 636 (2005).
7. V. V. Kidalov, G. A Sukach, A. S. Revenko, A.D.Bajda Materials of the 4-th International Conference “Porous semiconductors science and technology”, Cullera – Valencia, Spain. – **2004**.- Book of abstracts P.368-369
8. V. V. Kidalov, G. A Sukach, A. S. Revenko, A.D. Bajda. Phys. Stat. Sol. **1-5**, 1345 (2005).

МЕХАНИЗМЫ И МОДЕЛИ МОС–ГИДРИДНОГО ОСАЖДЕНИЯ НИТРИДОВ

Р.А. Талалаев

ООО “Софт-Импакт”, Р.О. Вох 33, 194156, С.Петербург, Россия, e-mail: rt@softimpact.ru

МОС-гидридная эпитаксия нитридов 3-й группы (GaN, AlN, InN, AlGaIn, InGaIn) является на сегодняшний день единственной промышленной технологией массово используемой для производства различных опто- и микроэлектронных приборов. Несмотря на впечатляющий масштаб научных и инженерных работ в этой области, большинство результатов было достигнуто методом проб и ошибок и, на настоящий момент, не существует общей точки зрения о механизмах роста нитридов. Следует также отметить, что дизайн основных типов ростовых реакторов был разработан ранее для роста классических A^3B^5 материалов, условия выращивания которых существенно отличаются от таковых, используемых для промышленного производства нитридных гетероструктур. В настоящей работе анализируются основные тенденции, наблюдаемые в ростовых экспериментах в широком диапазоне ростовых параметров и реакторах разных типов, и предлагаются их трактовки, сделанные с помощью оригинальных физико-химических моделей.

GaN и AlGaIn: эффективность роста и “паразитные” химические реакции

Эффективный рост GaN и AlGaIn может быть затруднен появлением в горячей зоне реактора наночастиц, возникающих в результате конденсации низколетучих продуктов пиролиза смеси “прекурсоры/несущий газ” [1]. Подробный анализ имеющихся экспериментальных данных позволяет выделить следующие тенденции:

- Образование частиц GaN может существенно влиять на скорость роста материала при давлениях близких к атмосферному [2,3].
- Тип несущего газа (водород или азот) по разному влияет на эффективность роста GaN при низких (~200 Торр) и высоких (~1 атм) давлениях [1,4].
- Эффективность роста AlN и AlGaIn сравнима в реакторах разных типов [5,6].
- Существует корреляция между условиями роста AlGaIn и AlN в которых, образование частиц незначительно, и улучшением морфологии поверхности и свойств материала [6,7].

Результаты моделирования роста GaN, AlN и AlGaIn с учетом “паразитных” химических реакций и гомогенной нуклеации показывают, что при осаждении нитрида галлия в реакторах вертикального типа с охлаждаемыми стенками (“cold-wall”) эффективность роста может понижаться, начиная с давлений > 100 Торр. При низких давлениях использование азота в качестве несущего газа позволяет повысить эффективность роста. В данных условиях скорость газа в реакторе достаточно велика и образование частиц происходит в тонком температурном пограничном слое над поверхностью подложкодержателя. Замена водорода на азот, обладающий более низкой теплопроводностью, приводит к дальнейшему уменьшению горячей зоны, и как следствие, к подавлению потерь материала. При давлениях близких к атмосферным, толщина пограничного слоя значительна, и образование частиц имеет место в обоих несущих газах, однако, использование водорода приводит к увеличению эффективности роста, что может быть объяснено травлением частиц GaN в газовой фазе, а также интенсивным пиролизом молекул металлоорганики через реакции с радикалами, приводящим к уменьшению концентрации низколетучих продуктов. Для эффективного роста при высоких давлениях предпочтительным является понижение градиентов температуры в реакторе (“warm wall”) в сочетании с использованием водорода в качестве газаносителя.

Интенсивность потерь материала при росте AlN и AlGaIn практически не зависит от типа несущего газа и распределения температуры в реакторе. Возможными путями повышения эффективности роста являются уменьшение времени пребывания газа в реакторе, рост при низких давлениях и потоках аммиака и металлоорганики, а также, попеременная инжекция прекурсоров 3-й и 5-й группы. Оптимизировав параметры процесса, возможно полностью подавить реакции между алюминийсодержащими молекулами и аммиаком. В этих условиях атомы 3-й группы доставляются к ростовой поверхности в виде молекул металлоорганики и продуктов их термического распада. В режимах, где “паразитные” реакции имеют место, материал приходит на поверхность в виде молекул и фрагментов, содержащих как атомы алюминия, так и атомы азота. Эти соединения, адсорбировавшись на подложку, могут спровоцировать образование новых зародышей, приводя к ухудшению морфологии ростовой поверхности, чего удастся избежать при оптимизированном росте.

Динамика роста InGaN

Обогащенные индием кластеры (или “квантовые точки”), образующиеся в процессе роста InGaN, по общему мнению, определяют длину волны и интенсивность излучения светодиодных и лазерных структур. По данному вопросу существует обширная библиография, однако единого мнения о механизмах и методах управления образованием “квантовых точек” до сих пор не сформулировано. Образование кластеров связывают с со случайными флуктуациями состава твердого раствора, распадом InGaN на фазы или ростом по механизму Странского-Крастанова [8]. Детальный анализ экспериментальных данных позволил нам сформулировать физическую модель образования “квантовых точек”.

Предлагаемая модель является расширением ранее сформулированного подхода для описания поверхностной сегрегации индия при росте InGaN [9]. Следует подчеркнуть, что вхождение индия в тонкий слой InGaN – существенно нестационарный процесс. Из-за малого времени и низкой скорости роста состав индия в слое не достигает стационарного значения, и профиль состава индия по толщине имеет специфическую треугольную форму, сильно отличающуюся от ожидаемой прямоугольной (Рис. 1).

Рост InGaN предполагается протекающим в несколько последовательных стадий. Рост начинается на нижнем интерфейсе GaN/InGaN, формируется “левая” часть треугольного профиля. Состав индия в слое увеличивается в направлении роста, и по мере увеличения состава атомарный индий аккумулируется на ростовой поверхности (эффект сегрегации). Когда концентрация индия на поверхности достигает определенного критического значения, рост прекращается из за недостатка свободных мест для адсорбции. На следующей стадии происходит формирование кластеров на поверхности, сопровождающееся появлением новых свободных мест и заравниванием кластеров. Окончательное формирование структуры материала и “правой” части профиля состава происходит на стадии роста закрывающего слоя.

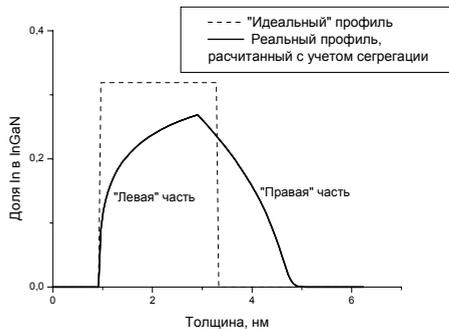


Рис. 1 Профиль состава в гетроструктуре GaN/InGaN/GaN.

Предложенная модель позволяет объяснить ряд тенденций и экспериментальных наблюдений о влиянии условий роста на микроструктуру и оптические свойства материала.

- [1] J.R. Creighton, G.T. Wang, W.G. Breiland, M.E. Coltrin, *J. Crystal Growth*, **261**, 204 (2004);
- [2] L. Considine, E.J. Thrush, J.A. Crawley, K. Jacobs, W. Van der Stricht, I. Moerman, P. Demeester, G.H. Park, S.J. Hwang, J.J. Song, *J. Crystal Growth*, **195**, 192 (1998);
- [3] S. Keller, S.P. DenBaars, *J. Crystal Growth*, **248**, 479 (2003);
- [4] Y. Azuma, M. Shimada, K. Okuyama, *Chemical Vapor Deposition*, **10**, 11 (2004);
- [5] A.V. Kondratyev, R.A. Talalaev, W.V. Lundin, A.V. Sakharov, A.F. Tsatsul'nikov, E.E. Zavarin, A.V. Fomin, D.S. Sizov, *J. Crystal Growth*, **272**, 420 (2004);
- [6] A.A. Allerman, M.H. Crawford, A.J. Fischer, K.H.A. Bogart, S.R. Lee, D.M. Follstaedt, P.P. Provencio, D.D. Koleske, *J. Crystal Growth*, **272**, 227 (2004);
- [7] R. Gaska, *Compound Semiconductor*, **11**, 4 (2005), <http://compoundsemiconductor.net/articles/magazine/11/4/3/1>;
- [8] D. Gerthsen, E. Hahn, B. Neubauer, V. Potin, A. Rosenauer, and M. Schowalter, *phys. stat. sol. (c)* **0**, 1668 (2003);
- [9] S.Yu. Karpov, R.A. Talalaev, I.Yu. Evstratov, and Yu.N. Makarov, *phys. stat. sol. (a)*, **192**, 417 (2002);

СИНТЕЗ ПЛЕНОК КУБИЧЕСКОГО GaN В УСЛОВИЯХ СВЕРХВЫСОКОГО ВАКУУМА

Р.З. Бахтизин^{1*}, *Ч.-Ж. Шые*², *Ч.-К. Шые*³, *Т. Сакуррай*²

1. Башкирский государственный университет, г. Уфа, 450074, Россия (* e-mail: raouf@bsu.bashedu.ru)

2. Институт проблем материаловедения университета Тохоку, г. Сендай, 980-7785, Япония

3. Мезоскопический центр института физики АН КНР, г. Пекин, 100080, Китай

Кубический GaN обладает рядом преимуществ для изготовления электронных приборов: более высокой кристаллографической симметрией, меньшей эффективной массой электронов, высокими баллистическими скоростями электронов, обусловленными с меньшим фононным рассеянием [1, 2]. Неравновесные технологии роста (например, МЛЭ) позволяют получать β -GaN при относительно низких температурах, однако благодаря метастабильным свойствам в кубических пленках GaN часто присутствует термодинамически стабильная вюрцитная фаза. Так, на широко используемой подложке GaAs(001) недостаточная или избыточная нитридизация на начальной стадии роста ведет к образованию гексагонального GaN. Для понимания свойств кубического GaN и условий его формирования были выполнены *in situ* СТМ исследования эпитаксиального роста пленок GaN на GaAs(001), включая учет влияния различных режимов нитридизации поверхности.

Выращивание и диагностика гомоэпитаксиальных пленок GaAs(001)-2 \times 4 описаны в [3]. Гетероэпитаксиальный рост системы GaN/GaAs(001) должен учитывать как рассогласование решеток (20%), так и значительную разницу в коэффициентах теплового расширения. После завершения роста буферного слоя GaAs, на котором наблюдалась резкая картина 2 \times 4 дифракции быстрых электронов, и отжига в потоке As образец подвергался воздействию потока азотной плазмы при 500°C. Процесс образования димеров азота на поверхности GaAs не был стабильным из-за малого (по сравнению с Ga) ковалентного радиуса N, приводящего к искажениям связи и большим напряжениям в слое. После проведения нитридизации на СТМ изображениях по-прежнему наблюдалась структура терраса–ступень, указывающая на незначительное изменение морфологии поверхностного слоя по сравнению с подложкой, и образование гладкой нитридизированной поверхности, однако на самих террасах было видно появление анизотропных островков вакансий, удлинённых вдоль направления [110]; в этом же направлении структура 2 \times 4 рядов димеров оказалась замещенной слоем ярких точек, расположенных с периодичностью 3 \times . На рис. 1 приведены СТМ изображения обогащенной As поверхность со структурой 2 \times 6, полученные после нитридизации, на которой наблюдается структура терраса–ступень, указывающая на образование однородно нитридизированного слоя. Вместе с тем анализ ее структуры демонстрирует две характерные особенности: домены со структурой 3 \times 3 хорошо упорядочены и показывают трансляционную симметрию 3 \times вдоль главных кристаллографических направлений; появление ярких линий, разделяющих эти домены. С увеличением продолжительности отжига началась десорбция структуры 3 \times 3, преобладающими становились ряды димеров As и поверхность 2 \times 6 восстанавливалась.

Упорядочение 3 \times в направлении димеризации подложки и образование завершено нит-

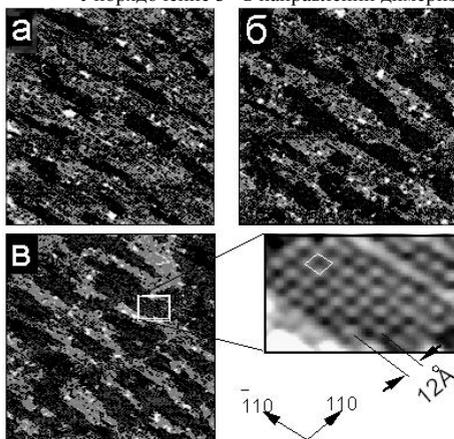


Рис. 1. Поверхности GaAs после нитридации при временах экспозиции: а- 5 с; б- 10 с; в- 17 с.

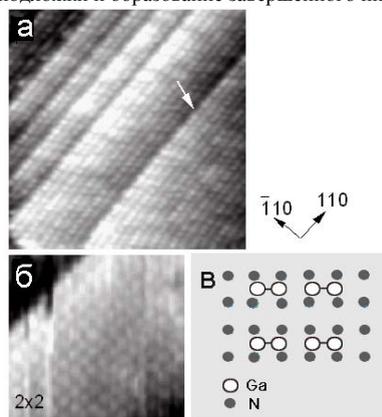


Рис. 2. Изображение поверхности кубического GaN: а- площадь сканирования 250Å \times 250Å; б- 80Å \times 80Å; модель реконструкции 2 \times 2.

ридного слоя предполагают, что структура когерентно напряжена с подложкой, но независимо от того, каким путем атомы N связываются с нижележащим слоем Ga, наблюдавшаяся соразмерность вводит напряжение в поверхностном слое. Снятие упругого напряжения может происходить за счет образования дефектов на межфазной границе, образования трехмерных островков и огрубления поверхности. Полагая, что нитридизация осуществляется за счет механизма обмена $N \leftrightarrow As$ и учитывая корреляцию между упорядочением подложки и искажением структуры 3×3 , нерегулярное распределение пятен будет служить индикатором снятия напряжения путем деформации локальных связей. При продолжительности нитридации более 60 с морфология поверхности резко огрубляется, около краев ступенек образуются трехмерные кристаллиты GaN высотой до 50 Å и поперечными размерами до 300 Å, а также наблюдаются неупорядоченные домены со структурой 3×3 , т.е. благодаря нитридации второго слоя As, атомы Ga мигрируют к краям ступенек для образования GaN.

Рост с кратковременной нитридизацией начинали после завершения развития резкой картины 3×3 ; последующая оптимизация условий роста приводила к формированию монокристаллического кубического GaN. Во время роста буферного слоя картина дифракции медленно переходила от резкой 3×3 к пятнистой 1×1 , означая образование трехмерных островков GaN. На этой стадии рост происходил в условиях сильного обогащения N. После выращивания низкотемпературного буферного слоя температуру подложки увеличивали до 670 °C, а отношение концентраций $[N]/[Ga]$ уменьшали почти до единицы, чтобы начать выращивать основную пленку. По мере роста пленки на картинах дифракции сохранялась кубическая симметрия, а после 1 ч выращивания (1000 Å) рефлексы делались вытянутыми и тонкими, и становились видимыми слабые полосы 2×2 . На СТМ изображении такой пленки (рис. 2а) хорошо видна структура терраса–ступень, а высота ступеньки соответствует двухслойной ступеньке кубического GaN. Изображение высокого разрешения (рис. 2б) свидетельствует о реконструкции поверхности 2×2 , а выступы образуются благодаря туннелированию из атомов Ga. Каждый атом верхнего слоя среза GaN с объемной структурой имеет две оборванные связи, поэтому димеризация атомов на поверхности должна быть энергетически выгодной. На модели фазы 2×2 , основанной на Ga–Ga димерной структуре (рис. 2в), два соседних атома Ga верхнего слоя образуют димер в направлении $[100]$ и они связаны с четырьмя атомами N второго слоя.

Рост с долговременной нитридизацией, которая ведет к образованию островков GaN, происходил так, что картины дифракции оставались пятнистыми на протяжении всего процесса, а изменение отношения $[N]/[Ga]$ не меняло морфологию поверхности (явный признак трехмерного режима роста!). При этом появлялись дополнительные дифракционные пятна, происходящие из гексагональных зерен в пленке, подразумевая сосуществование кубической и гексагональной фаз в данной пленке. СТМ изображения в ряде случаев демонстрировали плоские террасы с реконструкцией $2\sqrt{7} \times 2\sqrt{7}$, для которой характерна сильная зависимость от напряжения смещения (такая структура наблюдалась на пленках GaN, выращенных на SiC(0001) подложках). Так как кубический GaN метастабилен, а разница в энергии между кубической и вюрцитной фазами составляет ~9.8 мэВ/атом, то фасетки (111) трехмерного зародыша кубического GaN могут стать центрами зарождения термодинамически стабильной гексагональной фазы, объясняя присутствие смешанных кубической и гексагональной фаз.

Оптимизация условий роста играет важную роль в подавлении образования гексагональной фазы в пленке кубического GaN. Обогащения N всегда приводит к трехмерному режиму роста, а грубый фронт роста - к увеличению вероятности образования зерен GaN(0001) на фасетках (111). Но условие обогащения Ga является причиной образования капель Ga, уменьшения скорости роста и, таким образом, деградации пленки, поэтому наилучший способ оптимизации – контроль структуры фронта роста в реальном масштабе времени: когда картины дифракции переходят от пятнистых к полосчатым и пленка начинает расти в послойном режиме. Другой эффективный способ содействия росту фазы β -GaN – использование *surfactants*, причем одной из лучших добавок является As. При небольших потоках локальное расположение адсорбированных атомов As оказывается таким же, как в объемном GaAs. Поскольку GaAs кристаллизуется только в структуре цинковой обманки, то адсорбция As будет препятствовать образованию вюрцитной структуры на фасетках (111) и способствовать преимущественному росту кубического GaN.

Работа выполнялась при поддержке Программы “Университеты России”, Грант № УР 01.01.007.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] S. Strite, H. Morkoç, J. Vac. Sci. Technol. B, **10**, 1237 (1992).
- [2] D. Schikora, M. Hankeln, K. Lischka, A. Waag, and F. Henneberger. Phys. Rev. B, **54**, R8381 (1996).
- [3] Р. З. Бахтизин, Т. Сакурай, Т. Хашицуме, К.-К. Шце. УФН, **167**, 1227 (1997).

ХЛОРИДНАЯ ГАЗОФАЗНАЯ ЭПИТАКСИЯ GaN СЛОЕВ, ВЫРАЩЕННЫХ НА ПОДЛОЖКЕ Si(111) С AlN БУФЕРНЫМ ПОДСЛОЕМ.

В.Н.Бессолов¹, В.Ю.Давыдов¹, Ю.В.Жуляев^{1}, Е.В.Копенкова¹, Г.Н.Мосина¹,
С.Д.Раевский¹, С.Н. Родин¹, Ш.Шарофидинов¹, М.П.Щеглов¹,
Hee Seok Park², Masayoshi Koike²*

1. Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН (* e-mail: zhilyaev@jyuv.ioffe.rssi.ru)
2. Samsung Electro-Mechanics Co., Ltd, Suwon, Gyunggi-Do, Korea

Нитрид-галлиевые эпитаксиальные пленки играют важную роль в создании приборов коротковолновой электроники, поэтому их получение на кремниевой подложке представляет существенный интерес из-за низкой стоимости последней и возможной интеграции нитрид-галлиевой оптоэлектроники в кремниевую микроэлектронику. Одним из путей преодоления трудностей при росте нитрида галлия на кремнии является использование промежуточных слоев (подслоев) и в последние годы в этом направлении методами молекулярно-пучковой и газовой эпитаксией из металлоорганических соединений получены слои GaN на подслоях AlAs, HfN, Ga₂O₃, Al₂O₃, AlN на кремниевой подложке.

В данной работе сообщается о создании методом хлоридной газофазной эпитаксии (HVPE) ориентированного слоя GaN на подложке Si(111) с подслоем AlN определенной толщины.

Рост подслоя AlN осуществлялся на предварительно очищенных подложках Si(111) диаметром 50 мм, которые вращались в потоке водорода с частотой 60 об./мин. Соотношение потоков H₂/NH₃=2:1, температура эпитаксии слоя AlN варьировалась в интервале 800- 1100°C. Время нахождения подложки в зоне роста AlN составляло 1-20 мин. Эпитаксиальный рост GaN слоев толщиной 10 мкм происходил при температуре 950°C в течение 60 минут на буферном подслое AlN толщиной 30-300 нм. Для выяснения картины формирования буферного AlN подслоя и оценки качества слоя GaN изучались два типа структур: AlN/Si(111) и GaN/AlN/Si(111) методами рамановской спектроскопии, трансмиссионной электронной микроскопии (TEM) и рентгеноструктурного анализа.

Полуширины рамановских спектров измеряемой фононной линии E₂(high) - FWHM, ее частотное положение - ω в слоях AlN в зависимости от температуры эпитаксии -T_{growth} и толщины слоя - h при одинаковом времени роста - t - представлены в таблице 1, где для сравнения приведены и величины FWHM and E₂(high), ω для ненапряженного AlN, выращенного на Al₂O₃ методом MOCVD.

Таблица 1.

	E ₂ (high), ω, cm ⁻¹	FWHM, cm ⁻¹	T growth, °C	t, min	h, nm
AlN/Si	654.5	12.4	1000	10	~1650
AlN/Si	652.4	11.3	900	10	1000
AlN/Si	651.2	12.6	800	10	870
AlN/Al ₂ O ₃	657.6	3.5	-	-	-

Экспериментальные результаты показывают, что в подслоях AlN есть разная величина остаточной деформации растяжения в плоскости параллельной гетерогранице. Мы оценили эту величину деформации - σ_{xx} в рамках модели двуслойной деформации, считая, что сдвиг частоты фононной линии пропорционален величине деформации Δω_i=K_i×σ_{xx}. Полученные оценки для остаточной деформации при комнатной температуре- σ_{300K}, а также деформации, возникающие из-за различия коэффициентов термического расширения решеток GaN и Si и величины деформации при температуре эпитаксии - σ_{growth}=σ_{300K} - σ_{ΔT} для слоев AlN представлены в таблице 2.

Таблица 2

Температура роста AlN	σ _{300K} , GPa	σ _{ΔT} , GPa	σ _{growth} , GPa
800°C	1.71	0.16	1.55
900°C	1.35	0.17	1.18
1000°C	0.74	0.18	0.56

Видно, что повышение температуры эпитаксии подслоя AlN приводит к снятию упругих напряжений- σ_{growth} и при температурах около 1080°C происходит практически полностью пластическая деформация напряжений, возникающих из-за разницы постоянных решетки AlN и Si (рис.1).

Дифракционная картина структуры GaN/AlN/Si(111) показала, что подслоем AlN толщиной 30 нм имеет поликристаллическую структуру низкого качества, но уже на толщине 100 нм качество подслоя существенно улучшается (рис.2.). Поэтому во всех структурах с подслоями AlN толщиной менее 100 нм слой GaN имел тоже поликристаллическую структуру, однако, если толщина подслоя составляла величину более 250 нм, слой GaN был ориентирован и имел структуру с параметрами указанными в таблице 3.

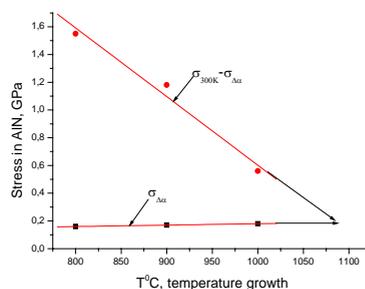


Рис.1. Зависимость упругих термических напряжений $\sigma_{\Delta\alpha}$ и остаточных упругих напряжений σ_{300K} от температуры роста AlN слоя на Si подложке.

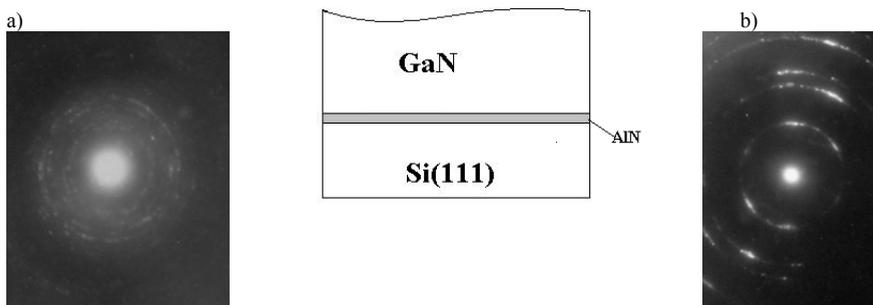


Рис.2. Дифракционная картина AlN у гетерограниц AlN/Si (a) и AlN/GaN (b).

Таблица 3.

	$\omega_{(0002)}$	$\omega_{2\theta}$	θ_B	C(Å) a(Å)	Substrate
GaN/AlN/Si	(0002) 11'	1.5'	-7°17'00"	5.1864 3.1890	Si (111)
GaN/Al ₂ O ₃	-	-	-	5.1851 3.1893	Al ₂ O ₃

Мы считаем, что в методе HVPE при высокой температуре (T=1080 C) на кремниевой подложке вначале формируется островковая, практически поликристаллическая, пленка AlN, которая, по-видимому, за счет роста и укрупнения островков преобразуется в частично ориентированную пленку, степень ориентации которой достаточна для дальнейшего формирования ориентированного слоя GaN.

Таким образом, методом газовой фазной хлоридной эпитаксии созданы ориентированные слои GaN толщиной около 10 мкм на подложке Si(111) с промежуточным тонким упругонапряженным буферным слоем AlN.

Работа была частично поддержана грантом РФФИ (04-02-17635) и контрактом Samsung Electro-Mechanics Co. Ltd. (N 66/1-2004). Один из авторов (Е.В.К) так же признательна Фонду Содействия Отечественной Науке.

НАЧАЛЬНЫЕ ЭТАПЫ ГЕТЕРОЭПИТАКСИИ GaN

*Р.М. Амосов, А.А.Арендаренко, Е.Н.Вигдорович, Ю.Н.Свешников, З.В.Харламов,
И.Н.Цыпленков*

ЗАО "Элма-Малахит", Зеленоград, e-mail: info@emal.zelcom.ru

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

На основе представлений Гиббса уравнения для энергии образования двумерного и трехмерного зародышей при эпитаксии можно записать в виде:

$$E_2 = [\pi c V (2\sigma_1 + \sigma_2 - \sigma_3)^2 / 8 \Delta F_V]$$

$$E_3 = [\pi V^2 (2\sigma_1 + \sigma_2 - \sigma_3)^2 / 3 \Delta F_V]$$

где V – мольный объем вещества; c – толщина монослоя; ΔF_V – пересыщение.

Для скорости зарождения можно написать $I_i = I_i^0 \exp(-E_i/kT)$. Кинетический коэффициент I_i^0 связан с адсорбционной способностью поверхности кристаллизации и поэтому для гетероэпитаксии (физическая адсорбция) на сапфире он (I_H^0) будет значительно меньше, чем I_A^0 для автоэпитаксии (химическая адсорбция). Анализ показывает, что среднее значение отношения будет $I_A^0/I_H^0 = 1 \cdot 10^4$. Принятое при анализе значение $I_A^0 - 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$.

В данной работе проведен качественный анализ процесса зарождения в диапазоне реальных пересыщений для МОС-гидридной технологии GaN (рис.1). Из рисунка видно, что процесс зарождения, например, можно проводить при малых пересыщениях, где образование двумерных зародышей при гетеро (h) и автоэпитаксии (a) энергетически более выгодно. Однако скорость гетероэпитаксиального зарождения в этом случае чрезвычайно мала и, возможно, будет наблюдаться длительный инкубационный период. Гетероэпитаксиальное осаждение (h) с достаточной скоростью энергетически выгодно при больших пересыщениях и трехмерном зародышеобразовании. Можно так же видеть, что при высоком пересыщении после образования сплошного трехмерного зародышевого слоя, а значит, при переходе от гетероэпитаксии (h) к автоэпитаксии (a), в связи с уменьшением энергетического барьера резко возрастает скорость зарождения при трехмерном росте, что приводит к формированию структурно-разупорядоченных слоев. В области средних пересыщений можно реализовать трехмерное гетерофазное зарождение (h) и двумерный автоэпитаксиальный рост (a), но технологически застабилизировать условия сложно. С целью получения качественных зародышевых слоев целесообразно гетероэпитаксию проводить при высоком пересыщении и трехмерном зародышеобразовании, а в момент перехода к автоэпитаксии, резко уменьшая пересыщение в системе, переходить на условия более совершенного двумерного зародышеобразования (h→a на рис.1).

Реально, все основные этапы двухэтапной гетероэпитаксии GaN можно проследить с помощью лазерной (оптической) рефлектометрии (ЛРМ). Исследования проводили на установке D-180 (VEECO) с вертикальным реактором при скорости вращения пьедестала 1500 мин⁻¹. В качестве исходных использовали подложки Al₂O₃ производства ОАО ЗСК "Монокристалл" (Ставрополь), триметилгаллия (ТМГ) и аммиак (NH₃) отечественного производства. Результаты приведены на рис.2. На данной рефлектограмме наблюдаются все фазы формирования структуры при двухстадийной МОС- гидридной эпитаксии. После инкубационного периода (рис.2;1,2) образование трехмерных зародышей (3) происходит при низкой (600^oC) температуре (LT), т.е. при высоком пересыщении. Первичная коалесценция (4), связанная с разрастанием зародышей, происходит во время отжига при повышении температуры (уменьшении пересыщения) и сопровождается изменением их формы и ориентации. При этом происходит уменьшение плотности зародышей и образование "диффузионных зон". Вторичная коалесценция (5) при температуре 1050^oC (HT) сопровождается срастанием соседних островков в процессе их разрастания и обнажением больших участков подложки, на которых возможно вторичное зародышеобразование. Перед автоэпитаксиальным ростом (6) происходит образование кристаллографической сетки с большим количеством пор (каналов), заполнение этих каналов и сглаживание поверхности роста, т.е. переход к двумерному росту.

Оптимизация свойств слоев позволила определить характеристики начальных этапов формирования гетероструктур. Толщина трехмерного низкотемпературного (450-650^oC) зародышевого слоя не должна превышать 20-25 нм. Отжиг зародышевого слоя происходит при повышении температуры до 1020-1070^oC и при уменьшении расхода NH₃ в системе, что создает

хорошие условия для перехода от трехмерного к двумерному росту малодефектных буферных слоев. Следующие (автоэпитаксиальные) слои активной области гетероструктуры выращивались при увеличенных расходах NH_3 и при высоких температурах (низкое пересыщение).

На рис.3. приведены электронномикроскопические микрофотографии поверхности GaN на разных этапах формирования буферного слоя. Полученные в этих условиях слои GaN имели концентрацию носителей меньше $5 \cdot 10^{16} \text{см}^{-3}$ и подвижность более $500 \text{см}^2/\text{вс}$. После оптимизации условий роста ширина линии качания (FWHM-XRD) составляет $0.1-0.15^\circ$ и в спектре ФЛ практически отсутствует желтая (525нм) полоса, что говорит о хорошем структурном совершенстве получаемых слоев.

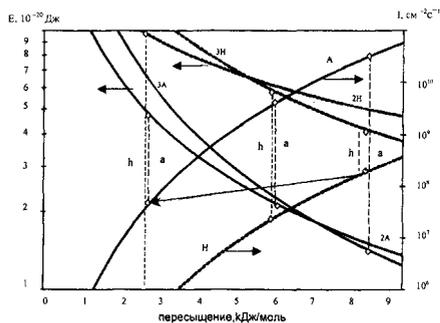


Рис.1.Изменение энергии и скорости зарождения от пересыщения для двух(2A,2H) и трехмерного (3A,3H) зарождения в случае авто (А) и гетеро (Н) эпитаксии.

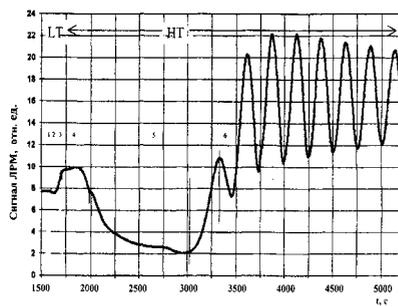


Рис.2 Рефлектограмма эпитаксии GaN (LT -600 $^\circ\text{C}$, HT-1050 $^\circ\text{C}$)

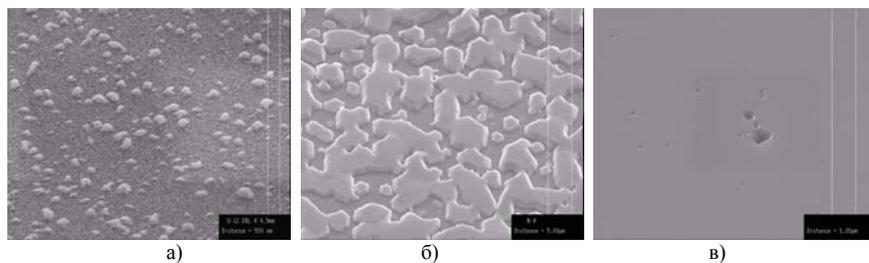


Рис.3. Вид поверхности (электронномикроскопия) а) зародышевый слой, б) вторичная коалесценция, в) начало автоэпитаксии

ФОРСИРОВАНИЕ МАССОПЕРЕНОСА ПРИ ЭПИТАКСИИ GaN МОС-ГИДРИДНЫМ МЕТОДОМ

А.А. Арендаренко, Е.Н. Виздорович, Ю.Н. Свещников, Р.В. Харламов
ЗАО "Элма-Малахит", e-mail: info@emal.zelcom.ru

При исследовании механизма кристаллизации GaN при использовании металлоорганических соединений было обнаружено, что в широком интервале температур скорость роста определяется (лимитируется) массопереносом в газовой фазе.

В рамках теории подобия и пограничного слоя Нернста скорость массопереноса описывается аналитическим выражением

$$V = k F \quad (1)$$

где k - коэффициент массопереноса или константа диффузии, F - движущая сила массопереноса.

Поскольку процесс осаждения нитрида галлия протекает в изотермических условиях, единственным механизмом переноса является молекулярная диффузия, а движущей силой - концентрационный перепад. В этом случае скорость роста слоя прямо пропорциональна концентрации реагента (МОСGa), лимитирующего химическую реакцию на подложке и подчиняется уравнению кинетики первого порядка:

$$v = (C - C_1)(D/d) \quad (2)$$

D - коэффициент диффузии; C - исходная концентрация реагента в потоке газа;
 C_1 - равновесная концентрация реагента на поверхности; d - толщина диффузионного слоя.

Очевидно, что управлять скоростью роста можно величиной толщины диффузионного слоя при прочих равных условиях. Т.к. прямые методы измерения отсутствуют, мы воспользовались уравнением для определения толщины диффузионного слоя при обтекании пластины потоком жидкости

$$d = 0,59 d_0 (D/\gamma)^{0,33} \quad (3)$$

где d_0 - толщина пограничного слоя; γ - кинематическая вязкость (для H_2 12,3 $cm^2 \cdot s^{-1}$)

Вследствие близости значений коэффициентов диффузии и кинематической вязкости для газов, толщина пограничного слоя практически равна толщине газодинамического слоя, и ею же определяется скорость роста слоя

$$d_0 = 5,6 (l/u)^{0,5} \quad (4)$$

где l - длина пьедестала; u - скорость обтекания.

Для газов справедливость уравнения определяется величиной числа Рейнольдса. Верхнее ограничение требует соблюдения условия ламинарности потока, которое выполняется при $Re < 2800$. Ограничение снизу обусловлено областью малых чисел Re , когда теряется само представление о пограничном слое в силу нарушения основных допущений, используемых при решении уравнения Навье-Стокса. Для реальной МОС-гидридной технологии значения скорости обтекания и числа Рейнольдса являются приемлемыми для использования модели пограничного слоя. Приведенное уравнение показывает возможность снижения d_0 от нескольких десятков сантиметров до 0,5-1 мм для стационарного пьедестала за счет увеличения скорости обтекания пластины. Однако, для этого требуется увеличение расходов рабочей газовой смеси на 2-3 порядка.

Анализируя полученные данные МОС метода по скорости роста соединений $A^{III}B^V$ в координатах $lnv = f(1/\Delta Z)$ обнаружена прямая зависимость скорости роста от пересыщения (ΔZ). Значение кажущейся энергии активации равно 60-90 Дж/моль. Это значение соответствует слабым ван-дер-ваальсовским связям и позволяет говорить об отсутствии в данном режиме на поверхности кристаллизации хемосорбированного слоя. Говорить о вкладе поверхностной диффузии также не приходится, так как в области высоких температур ($>1000^\circ C$) скорость поверхностной диффузии достаточно высока и не может создать энергетических ограничений. На основании этого можно предположить, что образование кристаллической поверхности GaN при МОС-эпитаксии, имеет место "ждуший" режим, когда молекулы МОСGa физически адсорбируются на свободные связи поверхности, восстанавливаются до элементарного галлия, который захватывает из газовой фазы аммиак или атомарный азот.

Уменьшить толщину пограничного слоя при эпитаксии GaN можно путем замены газа носителя водорода на азот, кинематическая вязкость которого равна 1,7 $cm^2 \cdot s^{-1}$, что почти на порядок меньше чем у водорода. Это позволяет в аналогичных условиях увеличить скорость роста в 2,7 раза.

Более эффективным способом повышения скорости роста и однородности свойств может служить вращение подложки во время эпитаксии. Согласно современным теоретическим представлениям, течение газа вблизи вращающегося диска является трехмерным. Слой, непосредственно прилегающий к диску, увлекается и отбрасывается на периферию, а взамен него в осевом

направлении поступает свежая смесь из объема реактора. Создается тангенциальная составляющая потока, превышающая скорость обтекания не вращающейся пластины. Величина пограничного слоя в этом случае зависит только от угловой скорости и не изменяется в радиальном направлении.

$$d_0 = 3,6(\gamma / w)^{0,5} \quad (5)$$

где w – угловая скорость вращения (рад/сек)

Для диска, вращающегося с числом оборотов до 3000 мин⁻¹, число Рейнольдса не превышает 2500, т.е. условие ламинарности не нарушается. Величина толщины пограничного слоя в водороде для неподвижного ($u = 8\text{см.мин}^{-1}$) и вращающегося ($w = 1500\text{мин}^{-1}$) пьедесталов, определенная по уравнениям, составляет 11 и 1,5 мм соответственно, а в азоте в несколько раз ниже.

Эксперименты проводились с вращающимся пьедесталом на отечественной установке с горизонтальным реактором "Арсил" и установке "VEECO (США) с вертикальным реактором. Сопоставление полученных нами зависимостей скорости роста от концентрации лимитирующего агента (МОСGa) для стационарного и динамического режимов наращивания позволяет, кроме повышения однородности, выявить две основные особенности.

Во-первых, скорость наращивания эпитаксиального слоя на вращающемся пьедестале в 2 раз выше в сравнении со стационарным случаем. Во-вторых, на графике " $v_{\text{роста}} - P_{\text{МОСGa}}$ " для вращающегося пьедестала имеется два характерных участка: область с линейной зависимостью скорости роста от концентрации МОСGa и область, где скорость роста близка к насыщению. Для наращивания на стационарном пьедестале для всего диапазона использованных концентраций МОСGa скорость роста пропорциональна парциальному давлению $v_{\text{роста}} - P_{\text{МОСGa}}^n$, где показатель степени "n" равен единице, что хорошо согласуется с выводом о диффузионном режиме наращивания.

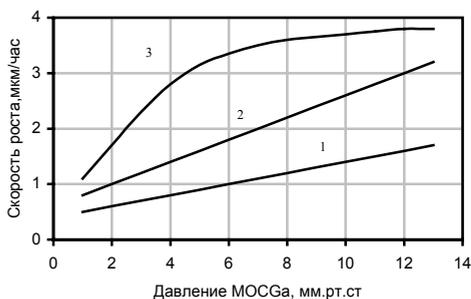


Рис.1 Зависимость скорости роста GaN в водороде на стационарном и вращающемся пьедестале от парциального давления МОСGa.
1 – стационарный 2 – 1500об/мин
3 - 3000об/мин

Повышение скорости роста на диффузионном участке на графике " $v_{\text{роста}} - P_{\text{МОСGa}}$ " в случае синтеза нитрида галлия на вращающемся пьедестале обусловлено существенным форсированием условий массопереноса, которое имеет место при вращении подложки со скоростью 1000-3000 об/мин, за счет значительного снижения толщины газодинамического пограничного слоя. Появление участка насыщения при больших скоростях вращения на этом графике позволяет говорить о возможном переходе из диффузионной области наращивания в кинетическую, где скорость роста слабо зависит от концентрации поступающих реагентов.

Заключение

Форсируя массоперенос в реакторе путем вращения пьедестала, в принципе, в любом процессе можно достичь кинетического предела скорости роста, когда зависимость ее от геометрии реактора и концентрации реагентов становится незначительной (порядок гетерогенной реакции при эпитаксии находится между 1 и 0). Одним из следствий интенсификации массопереноса является значительное уменьшение неоднородности толщины эпитаксиальных слоев по пластине, повышается однородность удельного сопротивления и длины волны излучения. Таким образом, процесс интенсификации массопереноса позволяет на практике увеличить скорость роста, улучшить однородность эпитаксиальных слоев и создает возможность получения совершенных слоев GaN и гетероструктур на его основе.

ВЛИЯНИЕ V/III ОТНОШЕНИЯ НА МОС–ГИДРИДНОЕ ОСАЖДЕНИЕ AlN И AlGaN

A.V. Lobanova^{1,}, K.M. Mazaeв¹, P.A. Talalaev², M. Leys³, S. Voeykens³, K. Cheng³ and S. Degroote³*

1) ООО “Софт-Импакт”, P.O. Box 33, 194156, С.Петербург, Россия, e-mail: lobanova@softimpact.ru

2) Semiconductor Technology Research GmbH, P.O. Box 1207 D-91002 Erlangen, Germany

3) IMEC, Kapeldreef 75, B3001, Leuven, Belgium

В настоящей данной работе исследовалось влияние ростовых условий на МОС-гидридное осаждение слоев AlN and AlGaN. Известно, что для получения слоев с хорошими кристаллическими свойствами необходимо подавать в реактор избыток прекурсора V-й группы - аммиака. В месте с тем, поток прекурсора III-й группы TMAI должен быть также достаточным для обеспечения оптимальных скоростей роста. Однако большие потоки TMAI и аммиака могут привести к паразитным реакциям между соединениями III-й и V-й групп. В работах [1,2] описан эффект уменьшения вхождения алюминия и эффективности роста AlGaN с увеличением расхода аммиака. В данной работе представлены результаты экспериментальных и численных исследований осаждения AlN/AlGaN. Цель работы состоит в более детальном понимании механизмов, лежащих в основе данного эффекта, и предложении возможных путей контроля скорости роста в широком диапазоне V/III отношений.

Эксперименты проводились в реакторе типа Thomas Swan CCS 3x2” с использованием несущего газа водорода и TMAI, TMGa и NH₃ в качестве прекурсоров. Слои AlN и AlGaN были выращены при давлении в реакторе 40 Torr, в диапазоне V/III отношений 266-34000, расходах TMAI 2-60мкмоль/мин и TMGa 8-35мкмоль/мин. Модель роста AlN and AlGaN слоев была предварительно успешно верифицирована на данных, полученных в вертикальном реакторе с вращающимся диском [3], а также в планетарном реакторе [4]. В рамках двумерной модели реактора были проведены расчеты газовой динамики, тепло- и массопереноса, газофазной и поверхностной химии; образования, роста и транспорта частиц; дополнительно учитывался эффект термофореза.

На рис. 1 и 2 показана зависимость скорости роста AlN от расходов TMAI и аммиака. Видно, что скорость роста AlN линейно зависит от расхода алюминиевого перкурсора вплоть до 30мкмоль/мин при низких расходах аммиака. Тогда как, при больших расходах аммиака (рис.1), мы наблюдаем сублинейную зависимость, что говорит об активизации в реакторе паразитных процессов, приводящих к потерям материала. Данная зависимость еще более ярко выражена при больших расходах TMAI (рис.2). Наша модель позволяет объяснить этот эффект конкуренцией двух различных химических механизмов. При больших расходах аммиака в реакторе имеют место паразитные реакции между соединениями III-й и V-й групп. Попадая в ростовую камеру, TMAI и NH₃ смешиваются и образуют аддакт TMAI:NH₃. Затем аддакт взаимодействует с аммиаком, что приводит к появлению соединения DMAI:NH₂, которое отвечает за последующее формирование олигомеров типа (DMAI:NH₂)_n (n=2,3...). Олигомеризация, в свою очередь, служит причиной образования частиц и потерь материала. При малых расходах аммиака, аддакт при повышенной температуре переходит обратно в TMAI без каких-либо потерь.

Однако, при расходах TMAI превышающих 30 мкмоль/мин, наблюдается “неидеальное” поведение скорости роста даже при небольших расходах аммиака (рис.1). Согласно модели, подобное отклонение от транспортного предела вызвано образованием мономера посредством

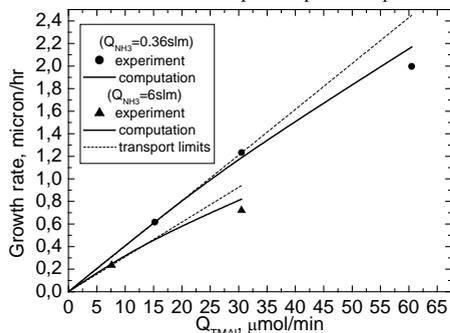


Рис.1. Зависимость скорости роста AlN от расхода TMAI.

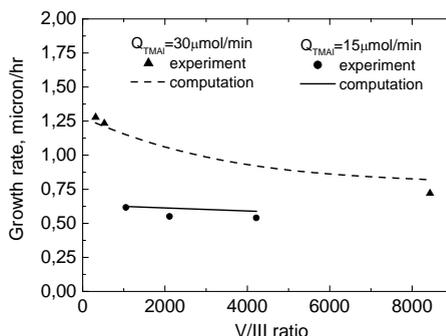


Рис.2. Зависимость скорости роста AlN от V/III отношения.

реакции отделения метана $\text{TMAI:NH}_3 \rightarrow \text{DMAI:NH}_2 + \text{CH}_4$ и последующей олигомеризацией.

Исследование роста AlGaIn выявило линейную зависимость вхождения алюминия от его доли в газовой фазе при расходе аммиака 6 л/мин (рис.3). В этих условиях модель предсказывает небольшое уменьшение вхождения из-за потерь за счет образования частиц, особенно при больших значениях $\text{TMAI}/(\text{TMAI} + \text{TMGa})$, что хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Одним из путей повышения скорости роста (V_{gr}), не меняя при этом расход TMAI , является уменьшение потока несущего газа (Q). При понижении Q увеличивается мольная доля TMAI $x_{\text{TMAI}} = Q_{\text{TMAI}}/Q$ на входе, и, соответственно, скорость роста. С другой стороны, уменьшенный расход несущего газа уменьшает число Рейнольдса $Re_Q = \rho U D^2 / \mu$ (U – входная скорость потока), делая массоперенос к ростовой поверхности менее эффективным, что понижает скорость роста ($V_{gr} \sim (Re_Q)^{1/2} \sim U^{1/2} \sim Q^{1/2}$). Однако влияние увеличения мольной доли сильнее. В итоге мы получаем обратную зависимость скорости роста от расхода несущего газа ($V_{gr} \sim Q^{-1/2}$), что позволяет нам увеличить скорость роста. Стоит отметить, что подобный подход оправдан для достаточно низких V/III отношений, так как понижение Q приводит к увеличению времени пребывания газа в реакторе и, вместе с большим потоком аммиака NH_3 , может усилить эффект образования частиц.

Уменьшение давления в реакторе открывает более широкие возможности для выращивания слоев с приемлемой скоростью осаждения в широком диапазоне V/III отношений. На рис.4 показана зависимость скорости роста от давления при больших значениях V/III отношения (8400 и 34000). Видно, что в отсутствие паразитных реакций ($\text{TMAI} = 7.6 \text{ мкмоль/мин}$), скорость роста почти не меняется, так как толщина пограничного слоя не зависит от давления в реакторе. В присутствие паразитных реакций ($\text{TMAI} = 30 \text{ мкмоль/мин}$), скорость роста увеличивается за счет подавления паразитных процессов и уменьшения нуклеации частиц.

[1] S.C. Choi, J.-H. Kim, J.Y. Choi, K.J. Lee, K.Y. Lim, and G.M. Yang, *J. of Appl. Phys.*, **87**, 172 (2000)
 [2] J. Han, J.J. Figiel, M.H. Crawford, M.A. Banas, M.E. Bartram, R.M. Biefeld, Y.K. Song, A.V. Nurmikko, *J. of Cryst. Growth.*, **195**, 291 (1998)
 [3] E.V. Yakovlev, R.A. Talalaev, A.N. Vorob'ev, Yu.N. Makarov, *Electrochem. Soc. Proc.*, **2003-08**, 258 (2003)
 [4] A.V. Kondratyev, R.A. Talalaev, W.V. Lundin, A.V. Sakharov, A.V. Tsatsul'nikov, E.E. Zavarin, A.V. Fomin, D.S. Sizov, *J. of Cryst. Growth*, **272**, 420 (2004)

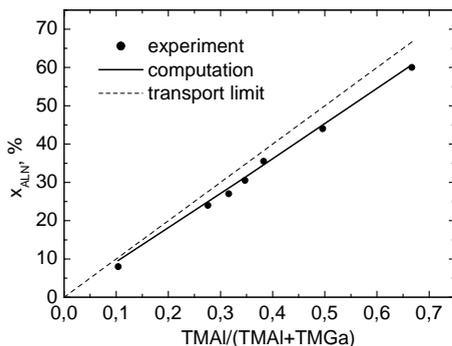


Рис.3. Зависимость вхождения Al от начальной доли Al в газовой фазе при росте AlGaIn .

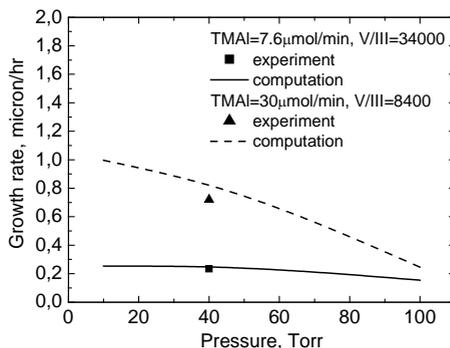


Рис.4. Скорость роста AlIn при больших V/III отношениях как функция от давления в реакторе.

ОСОБЕННОСТИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ АММИАЧНОЙ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ В СИСТЕМЕ AlN-GaN

А.Н. Алексеев, А.Э. Бырناз, 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», 194156 Санкт-Петербург, а/я 29, support@semiteq.ru

Основными технологиями получения полупроводниковых гетероструктур на основе нитридов III группы остаются на сегодняшний день различные разновидности молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) и газофазной эпитаксии из металлорганических соединений (МОГФЭ). С точки зрения свойств получаемых нитридных слоев и приборных гетероструктур (ГС) на их основе, МЛЭ зарекомендовала себя конкурентоспособной методу МОГФЭ в микроэлектронике (полевые транзисторы), однако существенно отстает в оптоэлектронных приложениях: светодиоды [1] и лазеры [2] с приемлемыми характеристиками получены методом МЛЭ только при использовании в качестве подложки так называемых «темплейтов» или объемных «свободостоящих» кристаллов GaN. Причиной отставания МЛЭ по-видимому является повышенная плотность собственных дефектов (в первую очередь, различного вида дислокаций), сопровождающая рост на сильно рассогласованных подложках, и связанные с этим эффекты самокомпенсации и безызлучательной рекомбинации. В то время как характерной особенностью МОГФЭ является улучшение свойств слоев с их толщиной, слои выращенные МЛЭ, как правило имеют выраженную мозаичную структуру с заметной шероховатостью, нарастающей с ростом толщины [3]. В последнее время в литературе приводятся данные, указывающие на прямое влияние степени совершенства материала и на приборные свойства (в частности, подвижность двумерных носителей), до сих пор считавшееся менее чувствительными к уровню собственных дефектов [4]; встречается и сообщения об улучшении свойств приборных гетероструктур и при использовании темплейтов AlN [5]. С другой стороны, «согласованные по параметру решетки» квази-подложки для роста нитридов пока остаются довольно дорогими, не стандартизованными по параметрам и по-прежнему отсутствуют на рынке в массовом порядке. Очевидно, что для повышения конкурентоспособности метода МЛЭ необходима существенная коррекция «классического» подхода к отработке технологии роста на рассогласованных подложках.

Существенно, что в МОГФЭ в той или иной степени работает модель коалесценции исходных зародышей (первоначально предложенная Akasaki et al. [6]), предполагающая достаточную поверхностную подвижность атомов, что автоматически требует повышенных температур подложки. В частности, в работе [3] указано, что характер поверхностной морфологии выращенных МЛЭ слоев GaN существенно меняется даже в ходе их пост-ростового отжига в условиях, характерных для МОГФЭ (температура подложки 1000°C, давление аммиака 100 Торр). С другой стороны, рост разлагающихся соединений должен проходить при достаточном противодавлении летучей компоненты, что предполагает высокие отношения потоков V/III групп. Совокупность названных условий технически трудно реализуема в МЛЭ, т.к. пониженные общие давления требуют больших парциальных давлений пятой группы и более низких температур, что неблагоприятно с точки зрения поверхностной подвижности атомов. Поэтому для решения указанной выше проблемы необходимо преодолеть комплекс технических и физических обстоятельств, в частности, обеспечить возможность поддержания относительно высоких, с точки зрения МЛЭ, температур подложки и потока V группы (что требует, в первую очередь, адекватной откачки), а также экспериментально установить закономерности роста нитридных слоев различного состава в столь жестких технологических условиях.

Слои $Al_xGa_{1-x}N$ ($0 < x < 1$) и ГС различной конструкции были выращены на подложках сапфира (0001) на установках серии ЭПН, специализированных для молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) нитридов III группы с использованием аммиака в качестве источника азота. Конструктивные особенности указанных установок позволяют, в частности, задавать температуры подложки до 1100°C и отношения потоков V/III групп до 1000 при сохранении режима молекулярного пролета частиц. Характерные скорости роста слоев составляли 0,5-1,0 мкм/ч при рабочем давлении в камере не хуже $5 \cdot 10^{-3}$ Па. In situ контроль ростового процесса осуществлялся посредством оптической пирометрии, лазерной интерферометрии и дифракции отраженных быстрых электронов (ДОБЭ). Свойства выращенных слоев и ГС исследовались с помощью Холловских измерений, атомно-силовой микроскопии и рентгеновской дифрактометрии.

Закономерности кинетики роста GaN и ее влияние на свойства материала исследованы на тестовых слоях толщиной 1 мкм и «классических» однопереходных ГС типа НЕМТ, выращенных на

традиционных зародышевых слоях AlN толщиной 25 нм. Установлено, что при данной температуре подложки изменение потока аммиака в широких пределах (в рамках азот-обогащенных условий роста) не приводит к заметным изменениям латеральных размеров микрорельефа поверхности и полуширин рентгеновских рефлексов (0002), лишь незначительно сглаживая значения «пик-долина». В то же время, при повышении температуры при данном потоке аммиака, происходит укрупнение размеров микрорельефа (как латеральных, так и глубины «пик-долина»), при этом рефлексы рентгеновских пиков (0002) незначительно сужаются. Параметры двумерного электронного газа (ДЭГ) улучшаются с укрупнением латеральных размеров микрорельефа, однако повышение температуры подложки при росте GaN имеет ограничивающие факторы. Так, при температурах около 920°C становится существенной десорбция галлия, уменьшающая эффективный поток на подложку и соответственно приводящая к уменьшению скорости роста. При температурах подложки около 950°C становится существенным термическое разложение GaN, требующее повышения потока аммиака. Максимальные температуры роста слоев GaN (в режиме компенсации десорбции галлия и термического разложения) в наших условиях на данный момент составляют 970-1000°C, при этом характерные латеральные размеры микрорельефа составляют 0,7-1,0 мкм, а подвижность в ДЭГ- чуть более 1000 см²/Вс при 300К. Дальнейшее повышение температур роста сопровождается неприятимым огублением поверхности (значения «пик-долина» более 1000Å) и уменьшением подвижности в ДЭГ.

Найденные кинетические закономерности в целом справедливы и применительно к росту AlGaIn: скорости роста и состав слоев при тех же температурах (более 920°C) подвержены влиянию десорбции галлия. Однако, в зависимости от состава слоя Al_xGa_{1-x}N, предел термического разложения сказывается тем раньше, чем ниже мольная доля Al. Установлены интервалы технологических условий, позволяющие выращивать слои Al_xGa_{1-x}N необходимого состава при максимально возможной температуре подложки и минимально возможном потоке аммиака; показано, что при этом обеспечивается наилучшее сочетание кристаллического совершенства и микрорельефа слоев. В частности, латеральные размеры микрорельефа увеличиваются с ростом температуры практически независимо от состава выращиваемого твердого раствора.

Учитывая указанные обстоятельства, нами предложена концепция изменения традиционной начальной процедуры выращивания нитридных слоев и приборных ГС на их основе. Вместо широко используемых в мире, относительно тонких (порядка 20 нм) зародышевых слоев, нами использованы достаточно толстые (порядка 200 нм) буферные слои AlN, выращиваемые при необычно высокой для метода МЛЭ температуре подложки- около 1100°C. Такой подход позволяет обеспечить необходимую для коалесценции зародышей поверхностьную подвижность атомов без угрозы разложения материала, поскольку AlN значительно более термически устойчив, чем GaN. Выращенные в этих условиях слои AlN толщиной 0.2 мкм имеют шероховатость, сравнимую с шероховатостью исходной сапфировой подложки (rms ≈ 5-10Å) и демонстрируют четкую картину RHEED 2×2, характерную для металлической полярности [7]. Выращивание подобного «темплейта» AlN на начальных стадиях роста многослойных ГС кардинально улучшает структурные свойства и шероховатость входящих в них слоев GaN, что приводит к улучшению качества интерфейса GaN/AlGaIn и, в конечном счете, к заметному улучшению подвижности ДЭГ. В частности, в нелегированных многослойных ГС с содержанием Al в верхнем барьерном слое x_{Al}≈0,3÷0,35 при 300 К подвижность электронов в ДЭГ достигает 1450 см²/Вс при слоевой концентрации 1,3·10¹³ см⁻². В ГС с модулировано легированным верхним слоем того же состава подвижность уменьшается до значений 1350 и 1000 см²/Вс для слоевых концентраций 1,6·10¹³ и 2,0·10¹³ см⁻², соответственно.

Таким образом, в рамках разработанного нового подхода, полностью методом аммиачной МЛЭ получены МГС AlN/AlGaIn/GaN/GaN с параметрами ДЭГ, отвечающими современному мировому уровню, характерному для традиционных «однопереходных» ГС.

- [1] P. Waltereit, H. Sato, C. Poblenz, D.S. Green, J.S. Brown, M. McLaurin, T. Katna, S.P. DenBaars, J.S. Speck, J.-H. Liang, M. Kato, H. Tamura, S. Omori, C. Funaoka Appl. Phys. Lett., 84 2748 (2004)
- [2] Hooper S.E., Kauer M., Bousquet V. Electron.Lett. 2004. V. 40(1). P.33-34
- [3] S. Veizian, F. Natali, F. Semond, J. Massies. Physica Rewiev B 69, 125329 (2004)
- [4] D.F. Storm, D.S. Katzer, S.C. Binari. Electron Lett. in press 2005
- [5] S. Arulkumaran, M. Sakai, T. Egawa, H. Ishikawa, T. Jimbo, T. Shibata, K. Asai, S. Sumiya, Y. Kuraoka, M. Tanaka, O. Oda. Appl. Phys. Lett., 81 1131 (2002)
- [6] I. Akasaki, H.Amano. J. Cryst.Growth 163, 86 (1996)
- [7] A.R. Smith, R.M. Feenstra, D.W. Greve, M.-S. Shin, M. Skowrnsky, J. Neugebauer, J.E. Northrup Appl. Phys. Lett., 72, 2114 (1998)

In-situ METROLOGY ADVANCES IN MOCVD GROWTH OF GaN BASED MATERIALS

M. Belousov, B. Volf, J.C. Ramer, E.A. Armour, and A. Gurary,

Veeco TurboDisc Operations, 394 Elizabeth Avenue, Somerset, NJ 08873

Tel.: +1-732-560-5300 Ext. 4205; fax: +1-732-560-5301; E-mail: agurary@veeco.com

Introduction

Many different *in-situ* techniques have been developed to monitor and analyze process temperature, growth rate (hence layer thickness), and alloy composition in addition to uniformity of all the above parameters. The growth of GaN-based materials on transparent sapphire and SiC substrates presents unique challenges, as most techniques have relied upon non-destructive, non-invasive optical signals that are measured from the growth surfaces. The most widely accepted *in-situ* techniques utilized in production environments involve reflectometry (single or multi-wavelength) and pyrometry. A more advanced (and less widely utilized) technique is emissivity-compensated pyrometry, which naturally combines both approaches in one device. Even less utilized is a new technique for *in-situ* stress measurements based on measurement of the substrate deformation (curvature).

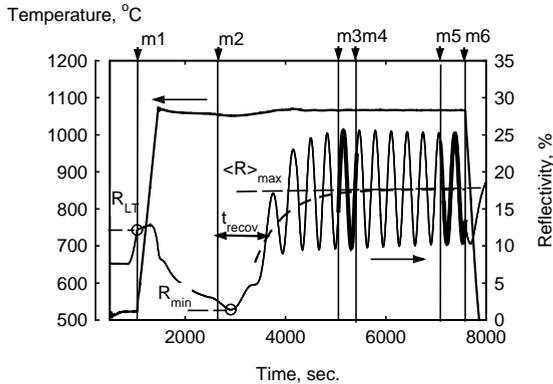


Figure 1. Temperature and reflectivity as a function of time during growth of GaN on sapphire. Marks m1-m6 are incorporated from recipe and used by EpiViser200 to automatically analyze data

Emissivity compensated pyrometry and reflectometry

The concept of emissivity-compensated pyrometry is to measure the target thermal emission by conventional pyrometry, measure reflectivity by a reflectometer, recalculate emissivity and finally calculate target temperature by the inverse Plank formula. VEECO Emissivity Compensated Pyrometer RealTemp[®]200 (RT200) was designed to measure temperature of various surfaces found within a MOCVD reactor including the wafer carrier, transparent and opaque substrates. Application of the RT200 to non-transparent substrates are well known and described elsewhere. Transparent substrates (Sapphire, SiC) present special challenge because do not absorb light with wavelengths within the ultraviolet and middle infrared bands. Kirchhoff's radiation law indicates that non-absorbing materials do not emit thermal radiance within these wavelengths and therefore have no emission to measure its temperature. The best that can be done in the case of transparent substrates is to measure the wafer carrier temperature directly under the wafer, since the emissivity of this area does not change during deposition or from run-to-run. The sampling target in this case is the area of the carrier covered by the transparent wafers. This composite target is non-transparent and therefore its emissivity is a function only of the total reflectivity. The limitation is that the carrier surface and backside of single side polished substrate have a diffuse reflectance which cannot be measured by the reflectometer. However reflectivity of these surfaces is not affected during deposition. Only the growing layer surface shows time dependent reflectivity. As long as this surface is specular, its reflectivity could be measured by the reflectometer. Its value together with known values of carrier emissivity, and backside diffuse reflectivity allow estimate the value of the composite target emissivity.

To process the large data quantity generated from the RT200 system, we have developed an analysis software package EpiViser 200 that collects real-time data from RT200, incorporates layer position information from the growth recipe, and analyzes data for each layer that was selected (marked) in the recipe. The table of analysis results for every wafer is automatically generated at the end of the run.

Data obtained by RT200 during a typical GaN layer growth on sapphire is shown in Fig. 1. Time marks ($m1$ - $m6$) are incorporated into the growth recipe and used for automatic data analysis. Time mark $m1$ points to the end of the initial low temperature GaN nucleation layer. Since the optical properties of the substrate are known and stable, the thickness of the first layer corresponds to the absolute reflectivity value ($R_{1,T}$) with no fitting parameters. The accuracy of thickness and growth rate measurement in this case depends only upon accuracy of the reflectivity measurement. RT200 reflectometer allows the user to measure and control thickness of the first layer with resolution as high as 0.1 nm. Time intervals $m3$ – $m4$ and $m5$ – $m6$ are used to monitor the growth rate of a thick n-GaN layer. In this case, growth rate calculations are performed utilizing the virtual interface method that fits the model parameters to reflectivity data for each individual wafer.

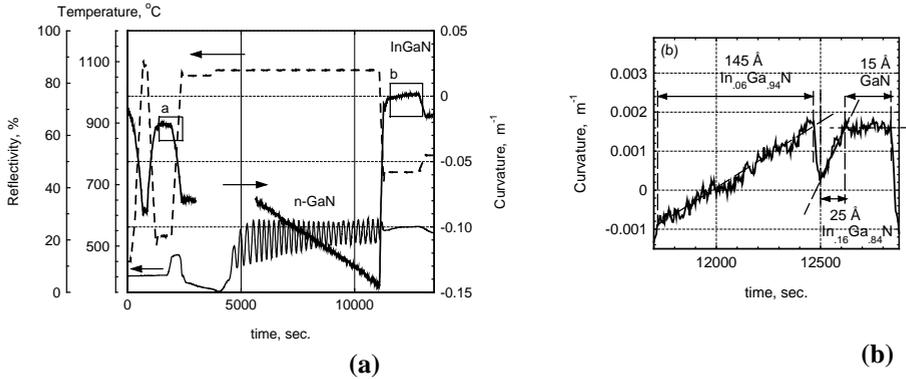


Figure 2. Curvature, reflectivity and temperature (dash line) as a function of time during GaN LED growth on 2.0" sapphire substrate (a) with the scaled segment of InGaN layers growth: 145Å thick $In_{0.06}Ga_{0.94}N$ (barrier), 25Å thick $In_{0.16}Ga_{0.84}N$ (QW) and 15Å thick GaN layers (b). Process temperature is constant $T=740C$. The curvature jump after $In_{0.06}Ga_{0.94}N$ layer is a result of surface temperature changes due to varying growth pressure and gas environment.

In-situ curvature and wafer tilt measurements

It is widely accepted that strain plays a critical role in the performance of compound semiconductor devices. *In-situ* stress monitor have been developed, based upon wafer curvature measurements, which can be converted into stress values. We have developed a single beam *in-situ* deflectometer which is a laser reflectometer that incorporates a Position Sensitive Detector (PSD) as a sensor. The PSD measures the intensity and position of a reflected laser beam. The position of the reflected beam at the plane of the detector depends on the surface local tilt angle. As the wafer passes through the sampling beam, the angle profile as a function of wafer displacement is measured, and thus wafer curvature is calculated. Special digital processing algorithms allow the extraction of reflectivity and tilt angle data from the PSD raw signal with 15kHz data acquisition rate, which provides the ability to measure deformation for each of fourteen 2.0" separate wafers on a disk spinning up to 1700 rpm. Unlike multi-beam deflectometer designs, for which the accuracy depends on the view port diameter, the single beam VEECO deflectometer accuracy depends on wafer diameter which is normally much larger than the viewport opening. The VEECO deflectometer angle measurement noise is around 0.2×10^{-3} degree. It can measure wafer curvature change as small as 1 km^{-1} , as shown in the figures below.

Wafer deformation during a typical GaN LED growth run is shown in Fig. 2a. The measurements demonstrate that wafer curvature, and therefore stress, varies dramatically during the process due to changes in material composition, growth temperature, and layer thickness. At the end of thick n-GaN layer, the 2" sapphire wafer (430 μm thick) curvature reaches a value of -0.14 m^{-1} . This means that the surface is convex and the wafer peak-to-valley deflection is approximately 44 μm . However, the structure and growth recipe is designed such that at the time of InGaN QW growth, the wafer becomes practically flat. Having a flat wafer within the active region growth results in maximum thermal contact of the wafer to the carrier, and thus the best wafer temperature and LED wavelength uniformity. The *In-situ* deflectometer can detect changes in stress due to extremely thin layers as demonstrated in Fig. 2b in an expanded scale. Fig. 2b displays the curvature versus time during growth of three very thin GaN and InGaN layers. The layer stress dependence on indium content can be estimated even for 15Å thick layers.

IN-SITU ДИАГНОСТИКА РОСТА InN В ПРОЦЕССЕ МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВОЙ ЭПИТАКСИИ С ПЛАЗМЕННОЙ АКТИВАЦИЕЙ

В.Н.Жмерик*, Т.В.Шубина, М.Г.Ткачман, А.М.Мизеров, С.В.Иванов
ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26
(* e-mail: jmerik@pls.ioffe.rssi.ru)

Потенциальная возможность существенного расширения спектрального диапазона работы оптоэлектронных приборов на основе нитридов III-группы в ИК-область спектра и достижение рекордно высоких значений подвижности носителей заряда (свыше $1000\text{см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$ для $n_e > 10^{18}\text{см}^{-3}$) обусловили повышенный интерес к нитриду индия – наименее изученному материалу среди соединений A^3N [1,2]. Эпитаксиальный рост InN затруднен низкими значениями температуры диссоциации ($<500^\circ\text{C}$) и равновесного давления In при этих температурах, а также высокой степенью рассогласования постоянных решетки и коэффициентов теплового расширения InN как с большинством известных подложечных материалов (Al_2O_3 , SiC, Si- 25, 15, 8% соответственно), так и с GaN(10.7%) или AlN (13.2%).

В настоящей работе исследовались условия получения эпитаксиальных слоев InN в широком диапазоне изменения параметров начальных стадий и стехиометрических условий роста с использованием установки МПЭ Compact 21T (Riber) с ВЧ-плазменным источником Oxford HD-25. В качестве буферного слоя для роста InN использовались эпитаксиальные слои GaN толщиной 0.4-0.7 мкм с N-полярной поверхностью, выращенные непосредственно перед началом роста на подложке c- Al_2O_3 в режиме 2D-роста. Для измерения скоростей роста GaN и InN и оценок коэффициентов оптического поглощения/рассеяния в системе InN/GaN/ Al_2O_3 использовалась оптическая рефлектометрия интенсивности отраженного от поверхности роста света (R), создаваемого полупроводниковым лазером с $\lambda=660\text{ нм}$, непрерывной мощностью 20 мВт и углом падения луча на подложку несколько градусов. Морфология поверхности на атомарном уровне контролировалась *in-situ* наблюдением картины дифракции отраженных быстрых электронов (ДОБЭ) с энергией 30 кэВ и *ex-situ* с помощью сканирующего электронного (СЭМ) микроскопа. Температура подложки (T_n) с напыленным на обратную сторону слоем Ti толщиной 0.2 мкм (излучательная способность- 0.8), измерялась с помощью ИК-пирометра Mikron M680.

В предварительных экспериментах было выявлено несколько процессов, приводящих к существенным изменениям морфологии растущего слоя или даже к прекращению роста. В случае неоптимального буферного слоя GaN (в частности, при высокой шероховатости поверхности) наблюдалось формирование полостей на границе InN/GaN, и во время роста мог происходить частичный (т.е. на площади до $\sim 10\text{ мкм}^2$) или полный отрыв слоя InN от GaN вследствие аккумуляции остаточных внутренних напряжений в слое. Было определено, что $T_n=450^\circ\text{C}$ является оптимальной температурой начала роста для формирования непрерывной сплошной границы InN/GaN, обеспечивающей отсутствие отслоений InN во время его роста, что иллюстрирует рис.1. При этом в течение роста значение T_n могло быть повышено до 530°C без изменения потока активного азота, что указывает на отсутствие разложения InN при этих температурах. В то же время при неоптимальных параметрах буферного слоя GaN и начальных стадий роста InN уже при $T_n>480^\circ\text{C}$ необходимо было увеличивать поток активированного азота, чтобы компенсировать

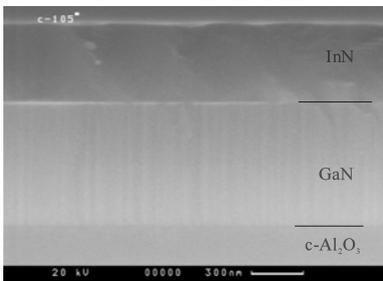


Рис. 1. Морфология слоя InN, выращенного при единичном отношении In/N^* и оптимальных параметрах буферного слоя.

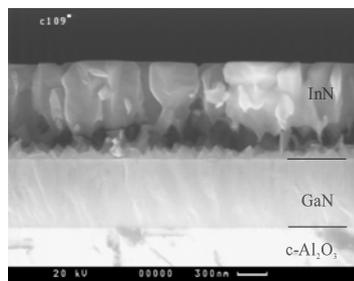


Рис. 2. Морфология слоя InN, выращенного при отношении $\text{In/N}^*=0.4$ и оптимальных параметрах буферного слоя.

разложение InN. Морфология слоев InN также определялась соотношением потоков In и активированного азота (In/N^*). На рис.1 приводится СЭМ-изображение наиболее планарной (2D) морфологии слоя InN выращенного в условиях $\text{In/N}^*\approx 1$, при которых еще не наблюдается

образование микрокапель In. В азот-обогащенных условиях ($In/N^* < 1$), качество морфологии слоя было хуже. Во-первых, наблюдалось формирование полостей на границе InN/GaN (рис.2), а во-вторых, эти условия приводили к росту слоев InN с морфологией колонн, диаметр которых определялся значением In/N^* , T_n и составлял от нескольких десятков до сотен нанометров.

В случае 2D-роста InN, т.е. при оптимальном буферном слое и в условиях $In/N^* \approx 1$, наблюдалась линейчатая картина ДОБЭ, которая переходила в точечную ($In/N^* \ll 1$) или полностью исчезала ($In/N^* > 1$) при нарушениях стехиометрии поверхности роста. Однако высокая чувствительность ДОБЭ к неоднородностям на уровне в несколько монослоев (вследствие малой длины волны высокоэнергетичных электронов) не позволяла оперативно регистрировать развитие некоторых видов неоднородностей с большим характерным размером, к которым относятся отслоение микробластей слоя InN, образование микрокапель In или рост колонн с диаметром в несколько сотен нанометров с планарной поверхностью вершин (последний случай показан на рис. 2). Было обнаружено, что для *in-situ* диагностики таких нарушений роста может использоваться оптическая рефлектометрия, поскольку временная зависимость R существенно зависит от развития вышеперечисленных процессов, что демонстрирует рис. 3. Лишь в случае оптимальных параметров буферного слоя и единичного соотношения In/N^* , т.е. 2D-роста InN, наблюдалось равномерное затухание интерференционных колебаний (поведение которых позволяет оценить скорость роста и комплексный показатель преломления) и выход на стационарное значение R. В случаях образования микрополостей на границе InN/GaN, развития колончатого роста скорость затухания колебаний была существенно выше и наблюдалось монотонное снижение значения R вследствие дополнительного рассеяния. К еще более резкому снижению R (вплоть до полного исчезновения отраженного сигнала) приводило образование микрокапель In на поверхности роста из-за недостатка N при повышенных T_n , или больших потоках In ($In/N^* > 1$), а также рост в очень сильно азот-обогащенных условиях ($In/N^* < 10$) с образованием отдельно стоящих нано- или микро-колонн.

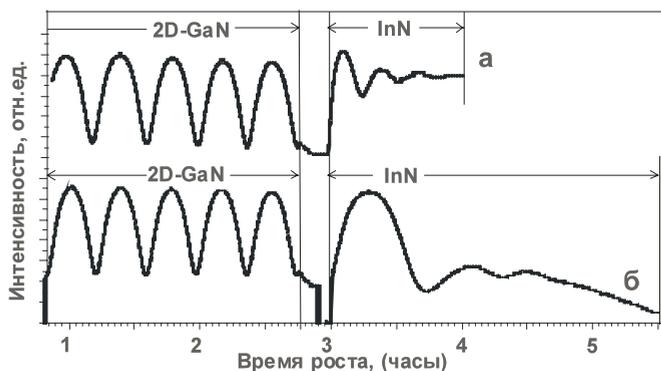


Рис. 3. Временные зависимости интенсивности отраженного света (R) от поверхности и системы InN/GaN/AlO при единичных стехиометрических условиях роста ($In/N^* \approx 1$) - (а) и азотно-обогащенных условиях ($In/N^* \approx 0,4$) - (б).

В докладе также будут приведены типичные спектры ИК-фотолюминесценции и поглощения, а также данные Холловских измерений для слоев InN, выращенных при различных параметрах начальных стадий роста и стехиометрических условий In/N^* .

Таким образом, показано, что МПЭ ПА позволяет получать сплошные слои InN с атомарно-гладкой поверхностью в случае использования буферного 2D-слоя GaN(000-1)/Al₂O₃ толщиной 0.4-0.7 мкм. Оптимальная температура начала роста InN составляет 450°C, которая затем может быть повышена до 530°C. Для *in-situ* оценок морфологии поверхности InN и качества границы InN/GaN целесообразно совместное использование методов ДОБЭ (для оценок на атомарном уровне) и оптической рефлектометрии для оценок неоднородностей с масштабом от нескольких 100нм и выше. Последний метод, кроме того, позволяет определять скорость роста и комплексный показатель преломления InN.

Литература:

- [1] V.Yu. Davydov, A.A. Klochikhin, V.V. Emtsev, D.A. Kurdyukov, S.V. Ivanov, V.A. Vekshin, F. Bechstedt, J. Furthmüller, J. Aderhold, J. Graul, A.V. Mudryi, H. Harima, A. Hashimoto, A. Yamamoto, and E.E. Haller, Phys.Stat.Sol. (b), 230 (2) R4 (2002);
- [2] S. V. Ivanov, T. V. Shubina, V. N. Jmerik, V. A. Vekshin, P. S. Kop'ev, B. Monemar, J. Crystal Growth 269, 1-9 (2004).

WaferScan – НОВАЯ СИСТЕМА СКАНИРУЮЩЕЙ *in-situ* РЕФЛЕКТОМЕТРИИ ДЛЯ ПЛАНЕТАРНЫХ РЕАКТОРОВ.

Д.С.Сизов и В.В.Лундин

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

Очевидно, что любая методика диагностики эпитаксиального слоя в процессе роста может быть полезной как для разработки технологии, так и для контроля воспроизводимости процесса эпитаксиального роста. Широкий спектр таких методик традиционно приводился как одно из основных достоинств молекулярно-пучковой эпитаксии. К сожалению, при газофазной эпитаксии большая часть методик *in-situ* диагностики, разработанных для молекулярно-пучковой эпитаксии, неприменима, так как они требуют высоковакуумных условий. Единственной группой методов *in-situ* диагностики, одинаково хорошо работающих и в той, и в другой технологиях, являются оптические методы. Последние 5-7 лет во многих исследовательских центрах и компаниях происходит интенсивная разработка практических систем оптической *in-situ* диагностики, предназначенных для использования в процессе газофазной эпитаксии, в первую очередь – газофазной эпитаксии разложением металлоорганических соединений (ГФЭ МОС).

Отсутствие доступных подложек GaN приводит к необходимости осуществлять эпитаксиальный рост на инородных подложках – сапфировых, карбид-кремниевых и кремниевых. Инородность подложки, существенно осложняющая сам процесс эпитаксии, позволяет использовать для контроля эпитаксиального процесса метод оптической интерферометрии (рефлектометрии прозрачных пленок), давно применяемый для измерения скорости напыления диэлектриков. Данный метод основан на том, что интерфейс подложка – растущий слой и поверхность растущего слоя образуют резонатор Фабри-Перро, коэффициент отражения которого на заданной длине волны периодически изменяется с увеличением толщины слоя. Измерение периода осцилляций позволяет установить скорость роста, а более детальный анализ развития зависимости коэффициента отражения во времени позволяет выявить дополнительную информацию о растущем слое. Использование этих, относительно простых, систем настолько продуктивно, что в настоящее время они стали неотъемлемым компонентом современных ГФЭ МОС установок, предназначенных для выращивания эпитаксиальных слоев III-N соединений.

Система оптической интерферометрии (рефлектометрии) Filmetrics (Filmetrics Inc., США) входила в комплект установки АХ2000НТ, эксплуатирующейся в ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН с 2003 года. Данная система, при всех вышеописанных достоинствах устройств подобного типа, обладала рядом существенных ограничений. В частности, система не позволяла исследовать неоднородность эпитаксиального процесса по подложке, а доступ к данным для внешних приложений до окончания эксперимента был затруднен. Для ее замены нами была разработана система WaferScan.

Функционирование системы WaferScan основано на геометрических свойствах планетарных реакторов (Planetary Reactor®) с индивидуальным вращением подложек, в которых подложки вращаются вокруг оси реактора (main rotation) и индивидуально вокруг своего центра (satellite rotation). Для таких реакторов характерна круговая симметрия растущего слоя относительно центра подложки. При этом, если точка измерения лежит на траектории основного вращения центров подложек, то результат непрерывных измерений содержит полную информацию о распределении измеряемых свойств по поверхности каждой подложки.

Помимо измерения оптического отражения, система WaferScan регистрирует сигналы от двух пирометров: верхнего, сфокусированного на ту же точку, что и интерферометр, и нижнего, измеряющего температуру основного графитового подложкодержателя.

Схема обработки информации в системе WaferScan представлена на рис. 1.

Аналоговые сигналы от рефлектометра и пирометров – $F_i(t)$, а также синхро-импульсы от датчиков положения основного подложкодержателя (main rotation) приходят на аналого-цифровой преобразователь компьютера, осуществляющего непрерывную запись этих сигналов в реальном времени с высокой частотой дискретизации. Далее, путем элементарных преобразований, непрерывные аналоговые сигналы отождествляются с координатами точек на подложках, с которыми они соотносятся. Результат этого преобразования представляет собой набор зависимостей $F_i(n, x)$ для каждого оборота основного подложкодержателя и $F_i(n, t)$ для множества измеряемых точек различных подложек, где F_i – величина сигнала от соответствующего детектора, t – время, n – номер подложки, x – координата точки на подложке.



Рис. 1. Схема обработки информации в системе WaferScan

Основное приложение, обрабатывающее данные в системе WaferScan, отображает текущие зависимости $F_i(n, x)$, представляющие собой распределение коэффициента отражения и температуры сателлитных дисков для каждой подложки, и распределение температуры основного подложкодержателя по окружности (правый верхний блок на рис. 1). Помимо этого, программа создает и непрерывно записывает файлы данных $F_i(n, t)$ – изменение соответствующих сигналов во времени для фиксированных точек на подложках. Используя процедуру совместного доступа к файлам, другие приложения отображают и обрабатывают эти зависимости. Например, строятся зависимости коэффициента отражения от времени (правый нижний блок на рис. 1), или производятся любые другие действия с данными, необходимые в данном эксперименте.

Созданная система позволяет существенно расширить объем получаемой в реальном времени и сохраняемой информации о проводимом процессе:

- Если исходная система Filmetrics, как и любая ей аналогичная, при исследовании зависимости скорости роста от условий в реакторе позволяет получить множество данных в рамках одного эпитаксиального процесса, система WaferScan позволяет аналогичным образом исследовать распределение скорости роста по подложке.
- Изучение особенностей изменения коэффициента отражения для различных точек подложки позволяет установить причину неоднородности свойств эпитаксиальных структур. Например, наблюдение за изменением зависимости коэффициента отражения от координаты на подложке (пространственная развертка) позволяет контролировать однородность толщины зародышевого слоя, его эволюции при отжиге, развития трехмерного и двумерного высокотемпературного роста.
- Отображение распределения температуры по поверхности сателлитных дисков дает существенную информацию, также относящуюся к неоднородности свойств эпитаксиальных структур.
- Отображение распределения температуры по нижней поверхности основного подложкодержателя позволяет выявлять очаги разрушения этой поверхности, недоступной для внешнего осмотра, в момент появления.
- Концепция совместного доступа к файлам позволяет использовать для анализа процесса в реальном времени любые специализированные или стандартные приложения. Затраты времени на создание приложения, предназначенного для заданного конкретного анализа результатов измерений в реальном времени, не превосходят длительности одного эпитаксиального процесса, а результат их использования может позволить «экономить» не один процесс.

Система оптической интерферометрии WaferScan конструктивно полностью взаимозаменяема с системой Filmetrics и для своей установки требует минимального изменения электрических соединений установки AIXTRON.

ГЕТЕРОГЕННОЕ ЗАРОДЫШЕОБРАЗОВАНИЕ GaN НА ПОВЕРХНОСТИ (0001) AlN В МЛЭ ИЗ ПУЧКОВ Ga И NH₃

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

Институт физики полупроводников СО РАН,

6300906 Новосибирск, пр. Лаврентьева 13, mansurov@thermo.isp.nsc.ru

В настоящее время гетеросистемы AlGaIn/GaN представляют большой интерес благодаря разнообразным практическим применениям (полевые транзисторы, оптоэлектроника). Научный и практический интерес представляет формирование обоих гетерограниц: как AlGaIn на поверхности GaN, так и GaN на поверхности AlGaIn. При формировании этих систем обязательно присутствуют два важнейших фактора: кинетика зародышеобразования (и дальнейшего роста) одного материала на другом, и влияние на рост и на свойства гетерограницы разницы в параметрах решеток (достигающее 2.5% для системы GaN/AlN).

Во многих работах при росте GaN на поверхности AlN наблюдался переход от двумерной (2D) моды роста к трехмерной (3D), что связывают с механизмом роста Странского-Крастанова (СК). (например, в работах [1,2]). Однако гетерогенное зародышеобразование в молекулярно-лучевой эпитаксии с использованием аммиака изучено не достаточно, например, подробно не исследована кинетика роста (как 2D так и 3D) зародышей GaN и их плотности на поверхности в зависимости от ростовых параметров.

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию гетерогенного зародышеобразования GaN на поверхности (0001) AlN при различных температурах ростовой поверхности и потоках галлия и аммиака.

Эксперименты проводились в установке молекулярно-лучевой эпитаксии СВЕ-32 фирмы Riber с использованием потока Ga и потока аммиака NH₃ (в качестве источника активного азота). Перед экспериментами на сапфировой подложке (0001) Al₂O₃ выращивался буферный слой для получения гладкой поверхности AlN. Для наблюдения за процессами на растущей поверхности *in situ* использовался метод дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО). С помощью системы регистрации записывалась эволюция дифракционной картины в процессе роста GaN. Для следующего эксперимента поверхность AlN восстанавливалась путем разложения нанесенного слоя GaN при высоких температурах (~1200°C) и последующего заравнивания поверхности слоем AlN (~80 Å) при температуре 1100°C. Исходное состояние поверхности AlN по данным ДБЭО было атомарно-гладким и характеризовалось наличием сверхструктуры (2x2) при охлаждении образца от ростовых температур AlN до температур около 600°C (и ниже) в потоке аммиака.

Рост GaN проводился со скоростью 0.5-1 моносл/с в области давлений NH₃ $5 \times 10^{-6} - 5 \times 10^{-4}$ Торр и температурах подложки 480-750°C. При подаче потока Ga на реконструированную поверхность AlN наблюдаются осцилляции как целых, так и дробных дифракционных рефлексов (наблюдалось до 6 осцилляций) и одновременно начинают развиваться «брэгговские» трансмиссионные рефлексы от 3D островков GaN. На рис.1 приведены зависимости интенсивностей различных рефлексов от времени. Кинетические кривые роста 3D островков GaN при различных температурах приведены на рис.2. Видно, что скорость возрастания интенсивности трансмиссионного рефлекса снижается с повышением температуры поверхности. Обнаружено, что размер 3D зародышей GaN, оцененный из ширины на полувысоте профиля интенсивности брэгговского рефлекса, довольно быстро выходит на насыщение (например, при температуре поверхности 500°C размер составляет примерно 30-40 Å), а дальнейшее повышение интенсивности брэгговского рефлекса мы связываем с ростом концентрации зародышей. Предполагая, что интенсивность брэгговского рефлекса пропорциональна концентрации 3D зародышей N , в рамках подходов гетерогенной кинетики кривые можно описать линейным законом от времени $N \sim k(t - \tau_0)$, где τ_0 - индукционный период и k кинетическая константа, зависящие от температуры образца.

Интересно отметить, следующий экспериментальный факт спонтанной «перестройки» двумерного монослоя GaN в трехмерные островки (рис.3). Мы выращивали 1-3 монослоя GaN на поверхности AlN при температуре 520°C в «двумерной моде роста», это (как обычно принято) можно подтвердить тем, что наблюдавшаяся дифракционная картина соответствовала атомарно-гладкой поверхности с реконструкцией (2x2). При последующем нагреве от 520 до 820°C без потока аммиака (в фоновом давлении $\sim 2 \times 10^{-7}$ Торр) мы обнаружили превращение 2D слоя GaN в 3D островки при температуре около 790°C. Обычно считается [1,2], что такой переход может происходить только при превышении критической толщины 3 монослоя GaN на AlN.

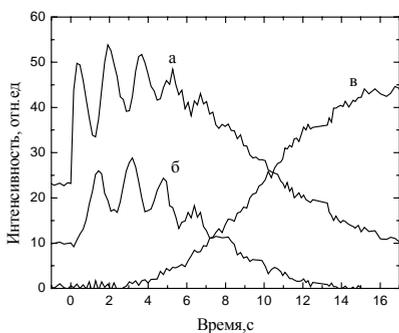


Рис.1 Зависимости интенсивности дифракционных рефлексов от времени при росте GaN на поверхности (0001)AlN: а) для зеркального рефлекса на штрихе (0 0); б) для дробного рефлекса (0 1/2); в) для интенсивности «брэгговского» трансмиссионного рефлекса на целочисленном штрихе (0 1).

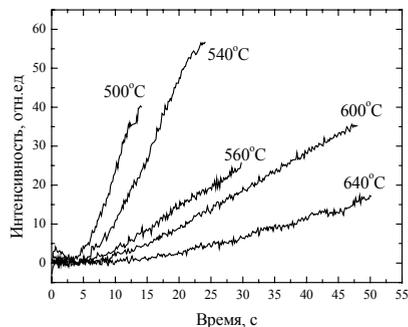


Рис.2. Кинетические кривые роста GaN, связанные с интенсивностью «брэгговского» трансмиссионного рефлекса при различных температурах подложки.

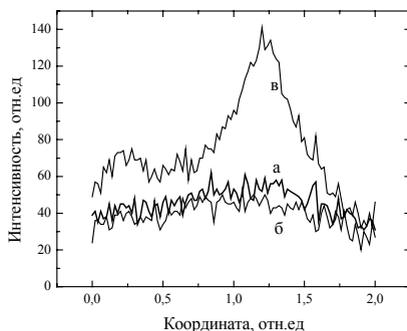


Рис.3 Профили интенсивности измеренные вдоль целочисленного штриха (0 1): а) на исходной поверхности AlN; б) после роста 1.2 монослоя GaN на поверхности AlN при T=520°C; в) после прогрева этой поверхности до температуры 790°C.

Таким образом, в работе экспериментально исследованы процессы гетерогенного зародышеобразования GaN на поверхности AlN. По нашему мнению, обнаруженные факты указывают на существенную роль кинетики в процессах гетерогенного зародышеобразования GaN на поверхности AlN.

Авторы благодарят Российский Фонд Фундаментальных Исследований за поддержку данной работы (гранты 05-02-17259-а, 05-02-16901-а).

[1] B. Daudin, F. Widmann, G. Feuillet, Y. Samson, M. Arlery, and J. L. Rouvie' re, Phys. Rev.B, v56, 12 (1997)

[2] B.Damilano, N.Grandjean, F.Semond, J.Massies and M.Leroux, Appl. Phys. Lett., 75, 7 (1999).

ВЛИЯНИЕ ВОДОРОДА НА ПРОЦЕСС РОСТА GaN И AlGaN МЕТОДОМ ГФЭ МОС

В.В.Лундин¹, Р.А.Талалаев², Е.Е.Заварин^{1*}, Д.С.Сизов¹, М.А.Синицын¹ и А.Ф.Цацульников¹

1. Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия, * zavarin.vpegroup@mail.ioffe.ru
2. ООО “Софт-Импакт”, Р.О. Вох 33, 194156, С.Петербург, Россия

Несмотря на значительный прогресс в технологии выращивания структур на основе GaN методом ГФЭ МОС, механизмы роста III-N соединений все еще мало изучены. В ГФЭ МОС GaN в качестве газа-носителя обычно используется водород. Однако, в водороде и водород-аммиачных смесях GaN химически нестабилен [1,2]. В литературе описаны результаты *ex-situ* исследований травления GaN в водород-содержащей атмосфере [1] и влияния газа-носителя на свойства выращенных слоев [3,4]. Ранее мы сообщали об *in-situ* исследованиях влияния водорода на процессы роста и травления GaN в условиях реального ГФЭ МОС процесса [5]. В данной работе комбинацией *in-situ* и *ex-situ* методов изучалось влияние водорода на процесс роста AlGaN.

Эксперименты проводились на модернизированной установке ГФЭ МОС Epiquip VP-50 RP с использованием в качестве источников триметилгаллия (ТМГ), триметилалюминия (ТМА) и аммиака. Давление в реакторе составляло 200 мбар, потоки аммиака и газа-носителя 2.5 SLM и 4.5 SLM, соответственно. В качестве подложек использовались слои GaN на сапфире (квазиподложки GaN), выращенные на установке AIX2000 HT. Каждый эксперимент начинался с выращивания на исходной квазиподложке слоя GaN при стандартных для установки Epiquip условиях [6]. После этого выращивались слои AlGaN при различных температурах, потоках ТМГ и ТМА с использованием водорода или азота в качестве газа-носителя.

Скорость роста AlGaN определялась с помощью лазерной рефлектометрии [7], состав выращенных слоев AlGaN – с помощью фотолюминесцентной спектроскопии и рентгеновской дифрактометрии. Скорости вхождения AlN и GaN (GR_{AlN} and GR_{GaN}) при росте AlGaN определялись из состава слоя (X) и скорости роста AlGaN (GR_{AlGaN}) по формулам:

$$GR_{AlN}=X*GR_{AlGaN} \quad GR_{GaN}=(1-X)*GR_{AlGaN}.$$

При использовании азота в качестве газа-носителя зависимость состава AlGaN от отношения TMA/(TMA+TMGa) была линейной, в то время как в случае водорода она имела заметно нелинейный характер. Этот эффект может быть вызван разными причинами, например – различием коэффициентов диффузии соединений – источников, или паразитными реакциями между ТМА и аммиаком [8,9]. Для выявления природы данного эффекта было произведено исследование скорости роста AlGaN и скоростей вхождения AlN и GaN.

При использовании водорода в качестве газа-носителя, скорость роста AlGaN возрастает с потоком ТМА нелинейно и быстрее, чем при использовании азота (Рис. 1).

При использовании азота в качестве газа-носителя скорость вхождения AlN линейно зависела от потока ТМА, а скорость вхождения GaN от потока ТМА не зависела (Рис. 2). Таким образом, линейная зависимость состава AlGaN от отношения TMA/(TMA+TMGa) для данного газа-носителя совершенно естественна. При использовании водорода в качестве газа-носителя скорость вхождения AlN также линейно зависела от потока ТМА (следовательно, сублинейность не связана с паразитными реакциями), однако скорость вхождения GaN монотонно и нелинейно возрастала с потоком ТМА (Рис. 2).

Ранее нами сообщалось [5], что при использовании водорода в качестве газа-носителя, скорость GaN роста линейно зависит от потока ТМГ, однако экстраполяция этой зависимости пересекает ось ординат ниже нулевого уровня, что соответствует травлению. Прямое измерение скорости травления при выключенном потоке ТМГ дает то же значение, что и определенное по экстраполяции зависимости скорости роста от потока ТМГ. Совпадение скоростей травления, определенных по прямым измерениям, и по экстраполяции зависимости скорости роста от потока ТМГ указывает на то, что пуск ТМГ в атмосферу реактора не влияет на процесс травления, которое происходит и во время роста GaN.

Как установлено в ходе данной работы, при росте AlGaN с использованием водорода в качестве газа-носителя, увеличение потока ТМА сдвигает вверх зависимость скорости вхождения GaN от потока ТМГ без изменения наклона зависимости. В отличие от GaN, травление AlGaN при выключении ТМА и ТМГ быстро прекращается, скорее всего – из-за накопления на поверхности Al, формирующего в присутствии аммиака стабильный AlN. Однако, вышеописанные эффекты позволяют сделать вывод о том, что при росте AlGaN с использованием водорода в качестве газа-носителя травление также происходит, но его скорость снижается при увеличении потока ТМА.

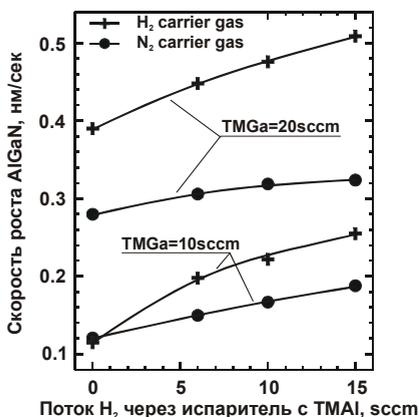


Рис. 1. Зависимость скорости роста AlGaIn от потока TMA при 1100°C

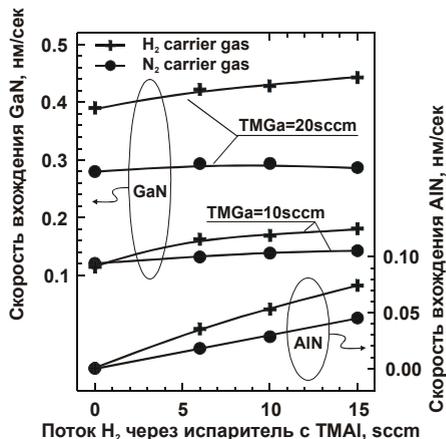


Рис. 2. Зависимость скоростей вхождения GaN и AlN при росте AlGaIn от потока TMA при 1100°C

Этот вывод находится в хорошем количественном соответствии со всеми наблюдавшимися зависимостями: диапазон изменения скорости вхождения GaN от потока TMA при росте AlGaIn лежит в пределах величины скорости травления GaN при данных условиях, эффект более выражен при более высоких температурах (когда травление интенсивнее) и низких потоках TMG (когда скорость травления близка к скорости роста).

Следствием вышеописанных эффектов является нелинейная зависимость состава AlGaIn от отношения TMAI/(TMAI+TMGa) при использовании водорода в качестве газа-носителя. При малых потоках TMA скорость вхождения GaN уменьшается за счет эффекта травления и состав растущего твердого раствора увеличивается. При увеличении потока TMA увеличение состава растущего твердого раствора за счет возрастающей скорости вхождения AlN частично компенсируется увеличивающейся скоростью вхождения GaN.

Очевидным образом, при использовании азота в качестве газа-носителя данные эффекты не наблюдаются, так как GaN в азот-аммиачной атмосфере практически стабилен.

Таким образом, в результате проведенных исследований был обнаружен эффект разложения (травления) GaN при росте AlGaIn с использованием водорода в качестве газа-носителя, приводящий к уменьшению скорости роста и увеличению содержания алюминия в растущем слое. При увеличении потока TMA разложение GaN подавляется. Влияние потока TMA на скорость вхождения GaN приводит к нелинейной зависимости состава AlGaIn от отношения TMAI/(TMAI+TMGa). Ранее [9] мы выделяли две характерные области в пространстве параметров эпитаксиального роста AlGaIn методом ГФЭ МОС: область, в которой состав AlGaIn зависит от химических реакций с участием TMA и существенно нелинейно зависит от потока TMA, и область, в которой эти реакции незначительны, и состав растущего твердого раствора линейно изменяется с изменением потока TMA и, кроме того, определяется переиспарением галлия из растущего слоя и паразитными реакциями, снижающими содержание активных соединений галлия в газовой фазе. В данной работе обнаружена гибридная область, в которой TMA влияет на скорость вхождения GaN.

[1] D.D.Koleske, A.E.Wickenden, et al., MRS Internet J. Nitride Semicond. Res. 4S1, G3.70 (1999)
 [2] D.D.Koleske, A.E.Wickenden, R.L.Henry, MRS Internet J. Nitride Semicond. Res. 5S1, W3.64 (2000)
 [3] H.X. Wang, Y. Amijima, Y. Ishihama, S. Sakai, Journal of Crystal Growth 233 (2001) 681
 [4] O. Schon, B. Schineller, M. Heuken, R. Beccard, Journal of Crystal Growth 189/190 (1998) 335
 [5] В.В.Лундин, Е.Е.Заварин, Д.С.Сизов, Письма в ЖТФ, 2005, 31, 7, 52
 [6] A.V.Sakharov, W.V.Lundin, I.L.Krestnikov, et al., Proceedings of IWN2000, 2000
 [7] Лундин В.В., Сахаров А.В., Цацульников А.Ф. и др., ФТП, 2004, Том 38, вып. 6, стр. 705-709
 [8] F.Nakamura et al., Journal of Crystal Growth 195 (1998) 280
 [9] W.V. Lundin, A.V. Sakharov, A.F. Tsatsul'nikov, E.E. Zavarin, A.I. Besulkin, A.V.Fomin, and D.S. Sizov, in UV Solid-State Light Emitters and Detectors, ed. by M.S. Shur and A. Zukauskas (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 2004), pp. 224-231

ЧИСЛЕННОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МОС-ГИДРИДНОГО ОСАЖДЕНИЯ InGaN В ГОРИЗОНТАЛЬНОМ РЕАКТОРЕ AIX 200/4 RF-S

E.V. Yakovlev^{1,c}, P.A. Talalaev^{1,2}, R.W. Martin³, N. Peng⁴, C. Jeynes⁴, C.J. Deatcher⁵, I.M. Watson⁵

¹ ООО "Софт-Импакт", а/я 83, 194156, Санкт-Петербург, Россия, yakovlev@softimpact.ru

² Semiconductor Technology Research, GmbH, Erlangen, Germany

³ Department of Physics, University of Strathclyde, Glasgow, UK

⁴ Ion Beam Centre, University of Surrey, Guildford, UK

⁵ Institute of Photonics, University of Strathclyde, Glasgow, UK

Ростовая температура является одним из ключевых факторов, влияющих на состав слоев InGaN, выращенных методом газовой фазной эпитаксии из металлоорганических соединений (ГФЭ МОС). Возможность предсказания и контроля состава тройного раствора, в свою очередь, представляется важной при выращивании приборных гетероструктур на основе нитридов.

В данной работе описывается совместное численное и экспериментальное исследование осаждения InGaN в широко используемом реакторе AIX 200/4 RF-S (схема реактора приведена на рис. 1). Это горизонтальный реактор с отдельной подачей прекурсоров III-й и V-й группы и одной подложкой, расположенной на графитовом подложкодержателе, состоящем из двух дисков. В реакторе реализован индуктивный нагрев, а температура контролируется в точке, расположенной на нижней поверхности подложкодержателя (обозначена крестиком на рис. 1). Кроме того, в реакторе имеется охлаждающий канал, опоясывающий подложкодержатель с целью локализации области нагрева. Подробное описание математической модели реактора представлено в [1].

Эпитаксиальные слои InGaN толщиной 100 либо 200 нм были выращены в интервале температур, измеряемых в контрольной точке, от 760 до 920 °С. При этом остальные ростовые параметры оставались неизменными. Следует отметить, что реальная ростовая температура отличается от задаваемой в качестве параметра процесса на несколько десятков градусов. Главной причиной этого является присутствие между двумя графитовыми дисками тонкого зазора, где осуществляется прокачка несущего газа с целью вращения подложкодержателя (так называемое "gas-foil rotation"). Типичное распределение температуры, рассчитанное для температуры 800 °С в контрольной точке, представлено на рис. 2. Можно видеть, что область нагретого газа сдвинута вниз по потоку по отношению к горячему подложкодержателю, что объясняется достаточно высокой скоростью газа в этой области (~1 м/с), а также большим содержанием азота в газовой смеси.

Измерения состава слоев InGaN проводились с помощью двух методик, не зависящих от напряжений в слое: Резерфордского обратного рассеяния (RBS) и электронно-зондового микроанализа (EPMA). Было обнаружено сильное падение содержания индия в слое с ростом температуры, что в целом согласуется с данными других авторов (см., например, [2]-[5]). Однако большее число исследованных слоев и более широкий интервал температур, рассмотренный в данном исследовании, позволяет провести более полный анализ.



Рис. 1. Схема реактора AIX 200/4 RF-S.

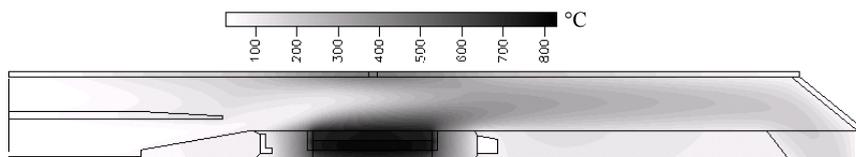


Рис. 2. Распределение температуры в реакторе.

Полученная в результате расчетов зависимость доли InN в растущем слое от температуры, как можно видеть на рис. 3, хорошо согласуется с экспериментальными данными. Состав слоя имеет тенденцию к насыщению при низких температурах, когда потери индия, связанные с десорбцией, незначительны. При высоких температурах (900 °C и выше) эффективность вхождения индия в слой становится крайне низкой, однако не нулевой. В остальном диапазоне температур происходит постепенное уменьшение содержания индия в слое с температурой за счет все более интенсивной десорбции, которую усиливает эффект напряжений вследствие рассогласования между параметрами кристаллической решетки InGaN слоя и буферного слоя GaN.

Интересно также рассмотреть, как меняются потоки основных индий-содержащих компонент, дающих вклад в осаждение. Численный анализ показал, что этими компонентами являются продукты пиролиза триметилиндия – монометилиндий (MMIn) и атомарный индий (In) в газовой фазе. Зависимость потоков этих компонент в центре подложки от ростовой температуры приведена на рис. 4. В то время как поток MMIn монотонно уменьшается с температурой (это связано с постепенным переходом MMIn в индий в области повышенных температур над подложкодержателем), поток индия зависит от температуры немонотонно. Чтобы понять причины такого немонотонного поведения, рассмотрим по отдельности несколько интервалов температур.

Рост значения потока индия в интервале температур 650 ÷ 700 °C связан с увеличением количества индия в реакторе вследствие разложения MMIn. При температурах выше 700 °C заметным фактором, влияющим на состав слоя, становится десорбция, что отражается в уменьшении потока индия с температурой вплоть до температуры примерно 760 °C. При дальнейшем увеличении температуры поток индия снова растет. Мы связываем это с изменениями распределения концентрации индия в реакторе: за счет увеличения температуры область образования индия расширяется, и его концентрация вблизи центра подложки увеличивается. Наконец, начиная с температуры 850 °C, поток индия монотонно убывает из-за высокой интенсивности десорбции в этом диапазоне температур.

В заключение отметим, что использованная в расчетах модель роста InGaN в реакторе AIX 200/4 RF-S обеспечивает хорошее согласие с экспериментальными данными по составу растущего слоя в широком диапазоне температур и может быть использована для дальнейшего анализа и оптимизации процесса ГФЭ МОС соединений InGaN.

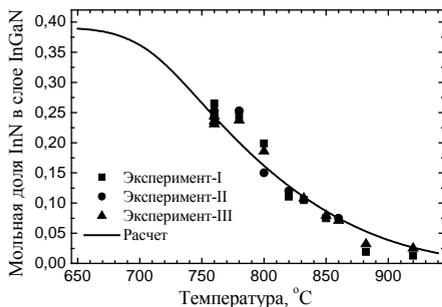


Рис. 3. Зависимость состава слоя InGaN от температуры. Экспериментальные данные соответствуют различным методикам измерения: I – EPMA; II - RBS, single layer fit; III - RBS, multilayer average fit.

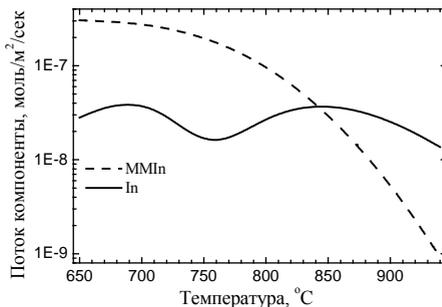


Рис. 4. Зависимость потоков основных индий-содержащих компонент (MMIn, In) в центре подложки от температуры.

- [1] E.V. Yakovlev, R.A. Talalaev, Yu.N. Makarov, B.S. Yavich, W.N. Wang, *J. Crystal Growth*, **261** (2004) 182-189.
- [2] M. Schwambers, O. Schoen, B. Schineller, D. Schmitz and M. Heuken, *J. Crystal Growth*, **203** (1999) 340-348.
- [3] D. Gerthsen, E. Hahn, B. Neubauer, A. Rosenauer, O. Schoen, M. Heuken, and A. Rizzi, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **177** (2000) 145-155.
- [4] A.N. Westmeyer and S. Mahajan, *Phys. Stat. Sol. (b)*, **228** (2001) 161-164.
- [5] J. Ou, W.-K. Chen, H.-C. Lin, Y.-C. Pan and M.-C. Lee, *J. Appl. Phys.*, **37** (1998) L633-L636.

ВЛИЯНИЕ ЧИСТОТЫ АММИАКА НА СВОЙСТВА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ НИТРИДА ГАЛЛИЯ.

А.П.Котков^{1}, В.А.Сидоров¹, Ю.М.Салганский¹, Л.А.Орловский¹, Н.Д.Гришинова¹,
В.А.Иванов¹, О.И.Хрыкин^{2*}, В.М.Данильцев², В.И.Шапкин²*

1. ФГУП “НПП “Салют”, 603950, г. Н. Новгород, ул. Ларина, д. 7, salut_dhps@mail.salut.nnov.ru
2. Институт физики микроструктур РАН, 603950, г. Н. Новгород, ГСП-105, khrykin@ipm.sci-nnov.ru

Аммиак является одним из основных исходных материалов для газофазного осаждения эпитаксиальных слоев (ЭС) нитридов галлия, алюминия и индия. Его чистота оказывает влияние на качество ЭС GaN. Согласно [1] замена аммиака квалификации 5N на 6N привела к снижению N_D-N_A с уровня 10^{16} до 10^{14} см⁻³.

Из анализа каталогов ведущих производителей гидридных газов для осаждения ЭС A^3B^5 следует, что на сегодняшний день набор лимитируемых примесей в аммиаке несколько уже, чем в арсине и фосфине – отсутствуют летучие гидриды, в том числе элементов IV и VI группы (SiH₄; GeH₄; H₂S), являющиеся электрически активными примесями (табл. 1).

Основной и наиболее трудноудаляемой примесью в аммиаке считается вода. Исследователи ГФ осаждения GaN отмечают заметное ухудшение свойств ЭС, выращенных из последних 10±20 % аммиака, содержащегося в баллоне. Это объясняется накоплением воды в баллоне, т.к. вода является менее летучей примесью по отношению к аммиаку. В [2] сообщается об использовании метода низкотемпературной фильтрации для очистки NH₃ от малолетучих примесей, в том числе от воды.

Вместе с тем в высокочистом аммиаке присутствуют более летучие примеси – кислород, CO, CO₂, углеводороды и др. Кроме того, в исходном техническом аммиаке может содержаться ~ 100 ppm сероводорода [3]. Источником H₂S по-видимому является природный газ (в котором достаточно высокое содержание соединений серы), используемый при синтезе технического аммиака. Из-за большой распространенности кремния в природе, в аммиаке может присутствовать также и моносилан. Моносилан и сероводород также являются более летучими, чем аммиак, примесями и не могут быть удалены методом криофильтрации.

В НПП “Салют” разработана 2-х стадийная технология очистки аммиака и методики газохроматографического контроля его примесного состава. На первой стадии методом криофильтрации производится предварительная очистка аммиака от малолетучих примесей, в том числе - воды. На второй – глубокая очистка методом низкотемпературной ректификации. Проведенные испытания показали что, с помощью ректификации удается эффективно очистить аммиак как от воды, так и более летучих, чем аммиак, примесей (O₂; N₂; CO; CO₂; CH₄; C₂H₆; C₃H₈, изо-C₄H₁₀, н-C₄H₁₀). При ректификации аммиак разделяется на три части: наиболее чистый аммиак-ректификат, тяжелую фракцию, в которой концентрируется вода, и легкую фракцию (табл. 2). Легкая фракция характеризуется самым низким содержанием воды, но она обогащена летучими примесями.

В ИФМ РАН проведены сопоставительные испытания в эпитаксиальном процессе легкой фракции аммиака с аммиаком-ректификатом.

Нарращивание эпитаксиальных слоев GaN осуществляли методом МОГФЭ в изготовленной в ИФМ РАН установке с вертикальным кварцевым реактором без отдельного ввода реагентов, с индукционным нагревом подложкодержателя, при пониженном давлении. Источниками Ga, Al и N служили триметилгаллий, триметилалюминий и аммиак. Подложки сапфира имели ориентацию (0001). В качестве газа-носителя использовали водород.

Слой GaN выращивали двухстадийным методом. После предварительных процедур высокотемпературного отжига и «нитридации» поверхности подложки высаживали буферный слой AlN толщиной около 20 нм при температуре 600°C. Далее проводили наращивание эпитаксиального рабочего слоя GaN, при температуре 1100°C. Толщина наращиваемых слоев составляла несколько микронметров.

Таблица 1. Лимитируемое содержание примесей в гидридах производства фирмы Solktronic Chemicals

Лимитируемые примеси	Содержание примесей, ppb		
	AsH ₃ 99,99994 %	PH ₃ 99,9999 %	NH ₃ 99,99994 %
Ar, O ₂ ; N ₂	<50	<100	≤20, ≤100
CO, CO ₂	<50	<100	≤50, ≤100
CH ₄ , C ₂ H ₆ , C ₃ H ₈	<50	<100	≤50
H ₂ O	<100	<100	≤200
PH ₃ , GeH ₄ ; SiH ₄	<50; <100	–	–
AsH ₃	–	<100	–

Таблица 2. Содержание примесей в различных образцах аммиака, об. %

Примесь	Технический	Легкая фракция	Ректификат	Тяжелая фракция
CO ₂	$< 5 \cdot 10^{-4}$	1,5	$< 5 \cdot 10^{-4}$	$< 5 \cdot 10^{-4}$
H ₂ O	$1 \cdot 10^{-2}$	$< 1 \cdot 10^{-4}$	$< 1 \cdot 10^{-4}$	$n \cdot 10^{-1}$
O ₂	$7 \cdot 10^{-3}$	–	$< 2 \cdot 10^{-6}$	$< 2 \cdot 10^{-6}$
N ₂	$5 \cdot 10^{-3}$	–	$5 \cdot 10^{-5}$	$< 2 \cdot 10^{-5}$
CH ₄	$2,5 \cdot 10^{-5}$	$9,3 \cdot 10^{-1}$	$< 1 \cdot 10^{-5}$	$< 1 \cdot 10^{-5}$
C ₂ H ₆	$< 1 \cdot 10^{-5}$	$7,2 \cdot 10^{-2}$		
C ₃ H ₈		$6 \cdot 10^{-2}$		
i-C ₄ H ₁₀		$1,1 \cdot 10^{-2}$		
n-C ₄ H ₁₀		$2,2 \cdot 10^{-2}$		

Полученные образцы слоев GaN исследовали методами рентгенодифракционного анализа (ДРОН-4). Измерения электрофизических характеристик (подвижности и концентрации носителей) проводили методом Ван-дер-Пау.

По данным рентгеновской дифрактометрии слои представляют собой эпитаксиальный мозаичный монокристалл гексагональной модификации α -GaN, (0001)- ориентации. В спектрах $\theta/2\theta$ -сканирования присутствуют только пики подложки и эпитаксиального слоя.

Эпитаксиальные слои, выращенные из аммиака-ректификата, были бесцветными, зеркально гладкими и характеризовались полушириной кривой качания рентгеновской дифракции (РД) $8 \div 9$ угловых минут. В зависимости от режима осаждения они были полужолирующими (поверхностная концентрация $n \times d < 10^{12} \text{ см}^{-2}$) или имели $n \times d \sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$ и подвижность до $250 \text{ см}^2/(\text{В} \times \text{с})$.

Слои GaN, выращенные из легкой фракции аммиака, были окрашены в желтоватый цвет и имели низкое удельное сопротивление. В процессе расходования легкой фракции аммиака из баллона морфология слоев менялась от матовой до зеркальной, уменьшалась интенсивность окраски, поверхностная концентрация при 300 К снизилась с $3 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$ до $2 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$, подвижность увеличилась с 19 до $37 \text{ см}^2/(\text{В} \times \text{с})$, полуширина кривой качания РД уменьшилась с 16 до 11 угловых минут.

Проведенные исследования позволяют сделать вывод о наличии в исходном аммиаке и аммиаке, подвергнутом криофильтрации, летучих соединений, являющихся источником электрически активных примесей в GaN, которые могут быть эффективно удалены методом низкотемпературной ректификации.

Работа ИФМ РАН по выращиванию и исследованию ЭС GaN выполнена при поддержке программ Президиума РАН “Новые материалы и структуры” и “Низкоразмерные квантовые структуры”.

Литература

1. В.В. Лундин, Е.Е. Заварин, А.И. Бесюлькин, А.Г. Гладышев, А.В. Сахаров, Н.М. Шмидт, А.Ф. Цацульников, Н.Н. Леденцов. Гетероструктуры с высокой подвижностью электронов на основе III-N, выращенные методом ГФЭ МОС. Тезисы докладов 2-й Всероссийской конференции “Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы”, С.-Петербург, 03-04 февраля 2003, с. 103-104.
2. В.М. Воротынцева, А.К. Матвеев, В.М. Малышев, Г.М. Мочалов, П.Г. Тарабуров. Производство высокочистого аммиака для изготовления эпитаксиальных структур нитридов галлия, индия и алюминия. Тезисы докладов 3-й Всероссийской конференции “Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы”, Москва, 07-09 июня 2004, с. 35-36.
3. Г.Г. Девярых, А.Д. Зорин. Летучие неорганические гидриды особой чистоты. Наука, Москва, 1974, с. 177.

ПОЛУЧЕНИЕ АТОМАРНО-ГЛАДКОЙ ПОВЕРХНОСТИ GaN В ПРОЦЕССЕ МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВОЙ ЭПИТАКСИИ.

А.М.Мизеров*, В.Н.Жмерик, С.В.Иванов, П.С.Копьев³

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

(* e-mail: mizerov@beam.ioffe.rssi.ru)

Активные области большинства приборов на основе нитридов металлов третьей группы представляют собой квантоворазмерные гетероструктуры, формируемые на исходной атомарно-гладкой поверхности (АГП) буферного слоя, в качестве которого часто используется GaN толщиной ~1 мкм. Основной задачей при росте таких слоев является обеспечение максимально высокой поверхностной подвижности атомов. В данной работе анализируются условия получения АГП при росте GaN методом МПЭ на установке Compact 21T (Riber), позволяющей использовать для получения химически активного азота или термический крекинг аммиака (NH₃-МПЭ) или активацию молекулярного азота в ВЧ-плазменном источнике Oxford HD-25 (МПЭ с плазменной активацией (МПЭ ПА)). Для *in-situ* измерения скорости роста слоев GaN использовался метод лазерной интерферометрии на основе полупроводникового лазера с $\lambda=660$ нм и мощностью 20 мВт. Температура подложки (T_п) сапфира (0001), с напыленным на обратную сторону слоем Ti толщиной 0.2 мкм (излучательная способность - 0.8), измерялась с помощью ИК-пирометра Mikron M680. Морфология поверхности контролировалась *in-situ* наблюдением за дифракцией отраженных быстрых электронов (ДОБЭ) с энергией 30кэВ и *ex-situ* с помощью сканирующего электронного (СЭМ) и атомарно-силового (АСМ) микроскопов.

В первых экспериментах были определены области стехиометрических условий роста с единичным отношением потоков Ga/N из наблюдений за переходом от Ga- к N- стабилизированным условиям МПЭ. В случае МПЭ ПА эта область соответствует началу насыщения на зависимости скорости роста GaN от потока Ga при постоянных значениях T_п и потока активированного азота [1]. На рис. 1а приведена такая зависимость для использовавшихся в большинстве экспериментов значений T_п=700°C, ВЧ-мощности 100 Вт и массового расхода азота q_{N2}=5 нсм³мин⁻¹, при которых максимальная скорость роста GaN составляла 0.37 монослоев с⁻¹ (МС с⁻¹). Для NH₃-МПЭ единичное отношение Ga/N находится вблизи точки перегиба на зависимости скорости роста GaN от расхода аммиака при постоянных значениях T_п и потока Ga [2]. Рис.1б демонстрирует, что при T_п=830°C и потоке Ga 1 МС·с⁻¹ резкое (практически скачкообразное) снижение скорости роста наблюдалось при q_{NH3} менее 6-7 нсм³мин⁻¹.

Дальнейшие эксперименты показали существенное различие в условиях получения АГП GaN для обеих модификаций МПЭ. В случае МПЭ ПА для этого необходимым оказалось проведение роста при небольшом (≤10%) превышении потока Ga над единичными стехиометрическими условиями роста, при котором избыточный Ga переиспаряется с поверхности роста и образование микрокапель Ga не происходит. Смещение потока Ga в сторону азот-обогащенных условий роста приводило к переходу от двухмерной к трехмерной картине ДОБЭ (2D-3D). В противоположность этому для достижения планарного (2D) роста в NH₃-МПЭ необходимо было поддерживать относительно высокие расходы азота ~200 нсм³мин⁻¹, которые примерно в 30 раз превышали значение, соответствующее единичному отношению Ga/N. Смещение в сторону Ga-обогащенных условий роста приводило к росту более неровной (фасетированной) поверхности GaN.

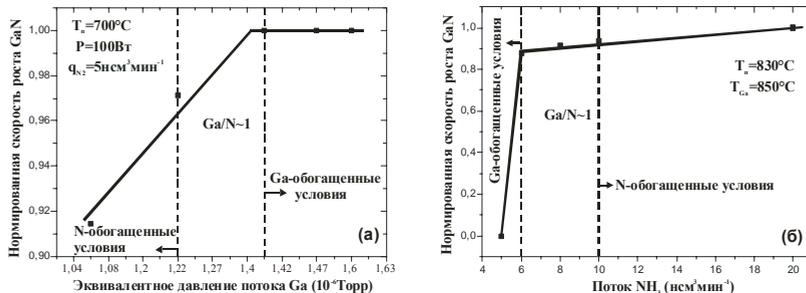


Рис. 1. а) Зависимость скорости роста GaN от потока Ga в МПЭ ПА. б) Зависимость скорости роста GaN от потока NH₃ в NH₃-МПЭ

Кроме того, для МПЭ ПА и NH₃-МПЭ были выявлены существенные различия зависимостей скорости роста слоя GaN от температуры подложки, что демонстрирует Рис. 2. В случае МПЭ ПА снижение скорости роста наблюдалось уже при T_п>650°C, в то время как для NH₃-МПЭ снижение скорости роста начиналось при T_п>840°C. Атомарно-гладкая поверхность GaN со среднеквадратичным отклонением координаты z на уровне нескольких монослоев и среднем диаметре зерна ~1 мкм достигалась при относительно высоких температурах подложки, соответствующих началу снижения скорости роста (650-700°C и 850-890°C для МПЭ ПА и NH₃-МПЭ, соответственно).

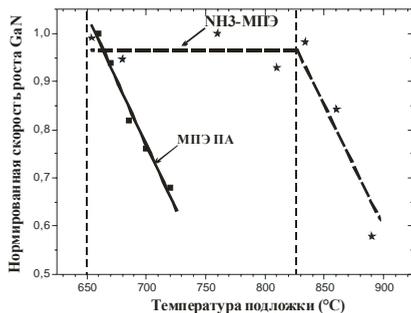


Рис.2. Зависимость скорости роста GaN от температуры подложки для NH₃-МПЭ и МПЭ ПА

Существенно различными оказались и условия начальных стадий роста GaN, необходимые для достижения АГП GaN. В то время как для МПЭ ПА двумерный рост начинался непосредственно на нитризированной поверхности сапфировой подложки (3D-2D переход наблюдался в течении роста первых десятков монослоев), то для NH₃-МПЭ переход к устойчивому 2D росту оказался возможным лишь с использованием зародышевого слоя GaN. Этот переход происходил при высокотемпературном (T_п>850°C) отжиге тонкого (30-40нм) слоя GaN, предварительно выращенного при низкой T_п<520°C.

Полученные результаты свидетельствуют о различных механизмах формирования поверхностных слоев с повышенной подвижностью атомов. В случае МПЭ ПА Ga-обогащенные условия приводят к формированию поверхностного (толщиной ~2МС) слоя адсорбированных атомов Ga, которые относительно слабо связаны с поверхностью GaN и, следовательно, имеют высокую поверхностную подвижность [1]. Наблюдавшееся снижение скорости роста при повышении температуры вызвано десорбцией Ga из этого адслоя и не связано с разложением GaN. Нарушение планарного роста при азот-обогащенных условиях связано с меньшей поверхностной подвижностью активированного азота из-за его высокой химической активности. В случае NH₃-МПЭ на поверхности растущего GaN образуется слой адсорбированных радикалов аммиака, атомов галлия, а также высокоподвижных комплексов Ga-H [3]. Наблюдавшийся переход к двумерному росту может быть объяснен возрастанием вероятности образования этих комплексов при повышении потока аммиака и температуры роста. Кроме того, повышение температуры роста приводит к более планарному росту из-за возрастания поверхностной подвижности адатомов и начала разложения слоя, которое в первую очередь происходит через слабосвязанные (т.е. слабоупорядоченные) состояния атомов Ga и N.

Таким образом, для получения атомарно-гладкой поверхности GaN в случае его роста МПЭ ПА необходимы слегка Ga-обогащенные условия при относительно небольших температурах роста (T_п=650-700°C) и в качестве зародышевого слоя может использоваться нитризированная поверхность сапфира. В случае NH₃-МПЭ планарная поверхность GaN может быть получена при росте в сильно азот-обогащенных условиях (N/Ga>10) и при высокой температуре подложки (T_п>840°C). Кроме того, для инициации 2D-роста в NH₃-МПЭ необходим высокотемпературный отжиг (T_п>850°C) предварительно выращенного зародышевого слоя GaN толщиной ~30 нм.

- [1] R. M. Feenstra, J. E. Northrup, J. Neugebauer, MRS Internet J. Nitride Semiconductor Research, Volume 7, Article 3 (2002).
- [2] S. Yu. Karpov, R. A. Talalae, Yu. N. Makarov, N. Grandjjean, J. Massies, B. Damilano, Surface Science 450 (2000) 191-203 (1999).
- [3] D. D. Koleske, A. E. Wickenden, R. L. Henry, J. C. Culbertson, M. E. Twigg, J. of Crystal Growth 223 (2001) 466-483 (2000).

POINT DEFECTS IN III-NITRIDES

*M. A. Reshchikov**

Department of Physics, Virginia Commonwealth University, Richmond, VA 23284, U.S.A.

(* e-mail: mreshchi@vcu.edu)

I. Introduction

Nitride-based semiconductors, such as GaN, AlN, InN and their alloys, have gained unprecedented attention due to their unique applications in emitters (green, blue, and ultraviolet light-emitting diodes and laser diodes), optical detectors, and high-power amplifiers. However, even the best-quality nitride semiconductors contain high densities of extended and point defects. These defects reduce the efficiency of emitters, decrease laser operation lifetime, and lead to early degradation of electronic devices. So far, the major attention of the nitride semiconductors community has been given to extended defects such as dislocations, stacking faults, inversion domains, etc. This effort has resulted in the dramatic reduction of dislocation density, achieved by using different buffer layers, advanced growth techniques such as epitaxial lateral overgrowth [1], and employing thick GaN layers as substrates [2]. However, concentrations of point defects in nitride semiconductors remain too high. By definition, point defects in semiconductors include native isolated defects (vacancies, interstitials, and antisites), intentional or unintentional impurities, as well as complexes involving different combinations of the isolated defects. A number of problems such as the identity of the main point defects in undoped and doped nitride semiconductors, their concentrations and other characteristics, and how they affect the properties of a semiconductor material remain to be solved. Further improvements in device performance and longevity hinge on an in-depth understanding of point defects and their reduction. To date, except for the shallow donors, almost no one point defect is reliably identified in unintentionally doped GaN, the most developed representative of the III-nitride family, although tens of unknown defects are reported in literature, and concentrations of native point defects and unwanted impurities exceed 10^{15} - 10^{16} cm⁻³, even in the best GaN samples [3]. In this work, a critical analysis of point defects in III-nitrides, particularly their manifestation in luminescence, is presented with emphasis on defects in GaN.

II. Predictions of theory versus experimental results

First-principles calculations, developed in recent decades and becoming very successful due to exponentially increasing computational power, predict more and more accurately charge states, energy levels, probabilities of formation and diffusion, and some other characteristics of defects in semiconductors. The concentration c of a point defect formed at a temperature T under thermodynamic equilibrium conditions is determined by its formation energy E^f as

$$c \approx N_{sites} \exp\left(-\frac{E^f}{kT}\right) \quad (1)$$

where N_{sites} is the concentration of sites in the lattice where the particular defect can be incorporated ($N_{sites} \approx 4.4 \times 10^{22}$ cm⁻³ for the substitutional defects in GaN). Equation (1) shows that probability of formation of point defects at typical growth temperatures ($kT \approx 0.1$ eV) strongly depends on E^f and that defects are very unlikely to be formed if $E^f > 3$ eV. For a particular defect, E^f depends on the stoichiometry of a compound semiconductor and position of the Fermi level (E_F) during the growth. Figure 1 shows $E^f(E_F)$ dependencies for native defects in GaN grown under Ga-rich conditions. Under N-rich conditions, the defects occupying N (Ga) site would have higher (lower) formation energy for any E_F . Van de Walle and Neugebauer [4] argue that a conservative error bar in these calculations is just several 0.1 eV. Therefore we may expect that antisite and interstitial native defects do not form in GaN under thermodynamic equilibrium growth conditions, whereas vacancies are expected to be dominant point defects in GaN: V_N in p -type and V_{Ga} in n -type.

Similar results have been obtained for the native defects in other III-nitrides. In particular, V_{Al} and V_{In} have the lowest formation energy at any stoichiometry in n -type AlN and InN, respectively, and very high formation energies under p -type conditions [5,6]. As in the case of GaN, V_N has very low formation energy in AlN and InN under p -type conditions. In all three nitrides, the doubly positively charged state of V_N is unstable, thus revealing a negative- U effect between triply and singly positive charge states. However in contrast to GaN, p -type AlN and InN may also contain high concentrations of cation interstitials (Al_i and In_i) and antisites (Al_N and In_N), at least when grown under metal-rich conditions, due to very low formation energies of these defects in this case [5,6]. Remarkably, in all these nitride semiconductors (and presumably

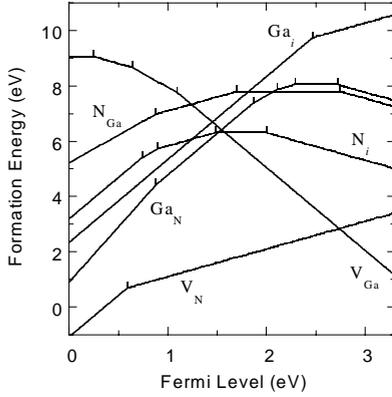


Fig. 1. Formation energies as a function of Fermi level for native point defects in GaN grown under Ga-rich conditions. The zero of Fermi level corresponds to the top of the valence band. Adapted from [7] with permission of the authors.

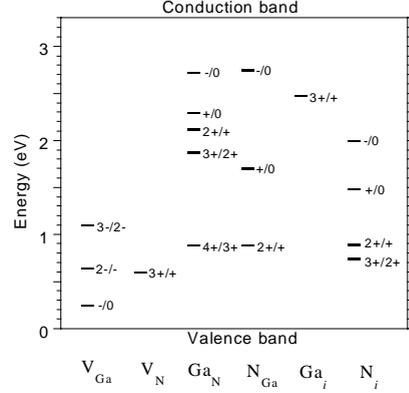


Fig. 2. Transition levels for native defects in GaN, as determined from formation energies displayed in Fig. 1. Adapted from [7] with permission of the authors.

in any related alloy) the formation energy of nitrogen vacancy is high under *n*-type conditions (E_F high in the gap), indicating that these defects will not occur in high concentrations in *n*-type nitrides.

Low formation energy only *favours* formation of point defects, however two other conditions are necessary for defects to be actually formed: availability of a particular defect (especially when the defect is an impurity), and mobility of the defect at temperatures below the growth temperature. Indeed, if the defects are very mobile, during cooling down from the growth temperature they may diffuse in a crystal and be trapped by other point defects, extended defects, or interfaces. For example, both V_{Ga} and V_N in GaN have relatively low migration barrier and are likely to migrate and form complexes with more stable defects [7]. In particular, V_{Ga} , being triply negative charged in *n*-type GaN, is attracted by positively charged residual O_N and forms an acceptor complex $V_{Ga}O_N$ [8]. Formation energies of V_{Ga} and $V_{Ga}O_N$ are about the same low in *n*-type GaN (Fig. 3). Concentration of V_{Ga} -related defects, as determined by positron annihilation studies, varies from 10^{16} to 10^{19}cm^{-3} in *n*-type GaN layers grown on sapphire [9]. Even in thick freestanding GaN templates, demonstrating the lowest concentrations of point and extended defects [2], concentration of the V_{Ga} -related defects is above 10^{15}cm^{-3} [10]. Since isolated V_{Ga} in GaN is mobile at temperatures above 500-600 K, these defects have been attributed to $V_{Ga}O_N$ complex [11]. Two energy levels in the gap are predicted for the $V_{Ga}O_N$ acceptor: the $-2-$ level at about 1.1 eV [8,12,13] and the $0-$ level at about 0.7 eV above the valence band [13]. Apparently these two levels have been detected by luminescence studies under varying excitation conditions [3,14]. So, the yellow and green luminescence bands observed in high-purity freestanding templates have been attributed to electron transitions from the conduction band to $(V_{Ga}O_N)^-$ and $(V_{Ga}O_N)^0$, respectively [14]. In less pure GaN layers, the yellow luminescence (YL) band peaking at about 2.2 eV is most probably related to a $V_{Ga}O_N$ complex bound to threading edge

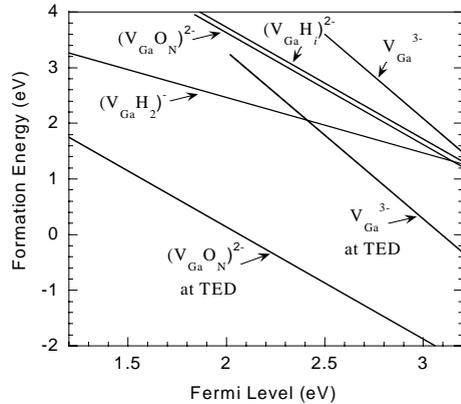


Fig. 3. Formation energies as a function of Fermi level for V_{Ga} -related point defects in GaN grown under Ga-rich conditions. After Refs. [8], [12] and [15].

dislocations (TED) and other structural defects [3,14]. Indeed, GaN layers grown on sapphire substrate typically contain about 10^8 - 10^{10} cm⁻² of TED. Formation energy of $V_{\text{Ga}}\text{O}_\text{N}$ is much lower when the defect is formed at the core of TED [12], see Fig. 3. V_{Ga} and various $V_{\text{Ga}}\text{O}_\text{N}$ complexes (with different number of oxygen atoms per a complex) trapped to TED introduce energy levels at ~ 0.8 - 1.2 eV above the valence band maximum [12]. In agreement with the theoretical predictions, position of the YL band in GaN is sample-dependent [3]. Therefore, it is very likely that the broad YL band, omnipresent in undoped and n -type doped GaN, is caused by various V_{Ga} -related point defects (complexes) trapped by extended defects in GaN layers with high dislocation density.

First-principles calculations also predicted [4,8] that GaN can be easily doped with oxygen and silicon to form shallow donors O_N and Si_{Ga} . These donor impurities, having the ionization energies of 33 and 30 meV, respectively, [16], are indeed the major source of free electrons in GaN. O_N and Si_{Ga} have low formation energies in AlN and InN as well [5,6]. However in AlN (and in AlGaIn with high content of Al) Si undergoes a shallow-deep transition and becomes a DX center [4]. From acceptors, Mg in the substitutional cation site is the most promising dopant to achieve p -type in all the above nitrides and their alloys [4,5,6]. Energy levels calculated for the main acceptors in GaN [4] in comparison with the levels determined from the luminescence studies [3] are shown in Fig. 4. A remarkable agreement is evident.

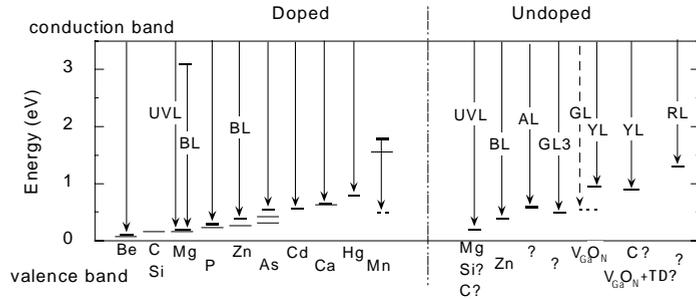


Fig. 4. Radiative transitions associated with major doping impurities and unintentionally introduced defects in GaN. For the $V_{\text{Ga}}\text{O}_\text{N}$ complex, two charge states are shown (YL and GL bands). In case of intentional doping (left side), thick short bars show experimentally determined energy levels [3], while thin long bars show the levels obtained from the first-principles calculations [4].

It is interesting to note that Be_{Ga} and C_N appear to be more promising p -type dopants in GaN as can be seen from Fig. 4. However, in both cases inevitable strong compensation of these shallow acceptors by deep donors having low formation energies in p -type conditions precludes from realization of p -type GaN by doping with C or Be [3]. Self-compensation of Mg-doped GaN is not so dramatic. Deep donors such as V_NH or $\text{V}_\text{N}\text{Mg}$ cause only partial compensation of Mg_{Ga} , limiting concentration of free holes at about 10^{18} cm⁻³ [3]. The increasing concentration of the deep donor(s) with increasing Mg doping results in a bright blue luminescence band, explained by transitions from the deep donor level to the shallow Mg_{Ga} acceptor level [17] (Fig. 4).

III. Luminescence from defects in undoped GaN

Undoped GaN contains many unidentified point defects. Photoluminescence (PL) spectrum measured at 15 and 295 K from several representative undoped GaN layers grown on sapphire are shown in Figs. 5 and 6. Some of the related transitions are shown in Fig. 4. At low temperatures, the ultraviolet luminescence (UVL) band and the YL band typically dominate in the defect-related part of the PL spectrum. The YL band is attributed to the V_{Ga} -related complexes (see discussion above), whereas the UVL band is tentatively attributed to unintentionally introduced Mg_{Ga} , Si_N and/or C_N shallow acceptors [3]. The blue luminescence (BL) band is assigned to contamination with Zn [3]. This band exhibits a characteristic fine structure in some high-quality samples, attributed to electron-phonon coupling involving LO lattice and local phonon modes [18]. In GaN layers grown under very Ga-rich conditions, the red (RL2) and green (GL2) bands are observed at low temperatures [3]. These two bands exhibit very unusual properties and apparently result from internal transitions in some defects caused by excess Ga. Other PL bands are rare. A special class of Y lines tentatively assigned to structural defects in GaN [3] should also be mentioned.

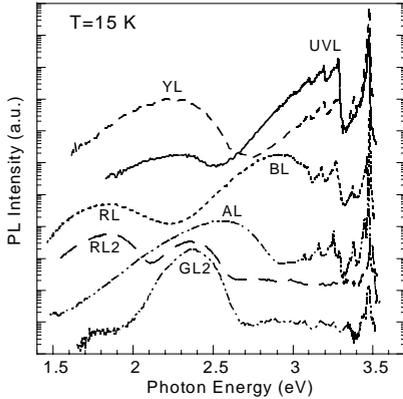


Fig. 5. PL spectra from representative undoped GaN layers at 15 K. Note logarithmic scale. The spectra are arbitrarily shifted along the vertical axis for convenience.

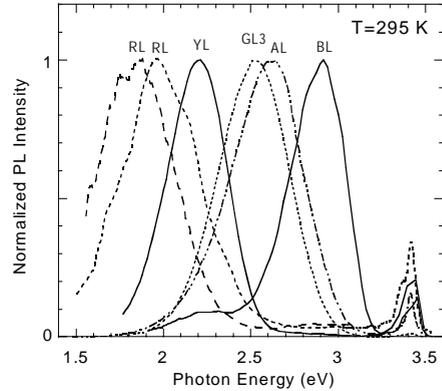


Fig. 6. PL spectra from representative undoped GaN layers at 295 K. (The samples are not the same as in Fig. 5). Note linear scale. The spectra are normalized at the maximum of the spectrum.

IV. Summary

Point defects are formed in large amount during growth of nitride semiconductors. Even in the best of the three nitride semiconductors, GaN, concentration of uncontrolled point defects by far exceeds 10^{15} cm^{-3} , and many unintentionally introduced defects remain unidentified. On the other hand, recently developed first-principles calculations explain satisfactorily many phenomena related to formation of point defects in nitride semiconductors. In many cases the agreement between theory and experiment is excellent. A frontal attack on point defects in nitride semiconductors should be undertaken in order to unambiguously identify the defects and minimize their presence in nitride-based devices.

References

- [1] D. Kapolnek, S. Keller, R. Vetury, R. D. Underwood, P. Kozodoy, S. P. Den Baars, and U. K. Mishra, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 1204 (1997).
- [2] H. Morkoç, *Mat. Sciences and Engineering R* **33**, 135 (2001).
- [3] M. A. Reshchikov and H. Morkoç, *J. Appl. Phys.* **97**, 061301 (2005).
- [4] C. G. Van de Walle and J. Neugebauer, *J. Appl. Phys.* **95**, 3851 (2004).
- [5] C. Stampfl and C. G. Van de Walle, *Phys. Rev. B* **65**, 155212 (2002).
- [6] C. Stampfl, C. G. Van de Walle, D. Vogel, P. Krüger, and J. Pollmann, *Phys. Rev. B* **61**, R7846 (2000).
- [7] S. Limpijumong and C. G. Van de Walle, *Phys. Rev. B* **69**, 035207 (2004).
- [8] J. Neugebauer and C. G. Van de Walle, *Appl. Phys. Lett.* **69**, 503 (1996).
- [9] K. Saarinen, P. Seppälä, J. Oila, P. Hautojärvi, C. Corbel, O. Briot and R. L. Aulombard, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 3253 (1998).
- [10] J. Oila *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 3433 (2003).
- [11] K. Saarinen, T. Suski, I. Grzegory, and D. C. Look, *Physica B* **308-310** (2001).
- [12] J. Elsner, R. Jones, M. I. Heggie, P. K. Sitch, M. Haugk, Th. Frauenheim, S. Öberg, and P. R. Briddon, *Phys. Rev. B* **58**, 12571 (1998).
- [13] T. Mattila and R. M. Nieminen, *Phys. Rev. B* **55**, 9571 (1997).
- [14] M. A. Reshchikov, H. Morkoç, S. S. Park, and K. Y. Lee, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 4970 (2002).
- [15] C. G. Van de Walle, *Phys. Rev. B* **56**, 10020 (1997).
- [16] W. J. Moore, J. A. Freitas, Jr, S. K. Lee, S. S. Park, and J. Y. Han, *Phys. Rev. B* **65**, 081201 (2002).
- [17] M. A. Reshchikov, G.-C. Yi, and B. W. Wessels, *Phys. Rev. B* **59**, 13176 (1999).
- [18] M. A. Reshchikov, F. Shahedipour, R. Y. Korotkov, M. P. Ulmer, and B. W. Wessels, *J. Appl. Phys.* **87**, 3351 (2000).

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И СПЕКТРЫ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ В СЛОЯХ GaN, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ ЛАТЕРАЛЬНОГО НАРАЩИВАНИЯ (ELOG).

А.Я.Поляков^{1}, Н.Б.Смирнов¹, А.В.Говорков¹, А.В.Марков¹, In-Hwan Lee²*

1. Государственный научный центр РФ, ФГУП «Гиредмет», г.Москва, 119017,
Б. Толмачевский пер., д.5, Россия (* e-mail:polyakov@girnet.ru)

2. Chonbuk National University, 664-14, Duckjin-Dong, Chonju 561-756, Chonbuk, Korea

Изучены электрические характеристики и спектры глубоких уровней в нелегированном GaN, выращенном на сапфировой подложке методом МОС-гидридной эпитаксии с использованием техники латерального наращивания через маску SiO₂ (Epitaxial Lateral Overgrowth, ELOG). На сапфировой подложке был выращен слой GaN толщиной 2 мкм, на котором была изготовлена маска в виде полосок SiO₂ шириной 12 мкм с расстоянием между полосками 4 мкм, сверху был выращен слой GaN толщиной 12 мкм. Плотность дислокаций в слое GaN над SiO₂ составляла ~10⁶ см⁻². Для сравнения на той же установке и примерно в тех же условиях, на сапфировой подложке был выращен стандартный нелегированный слой GaN толщиной 2 мкм, имеющий плотность дислокаций ~10⁹ см⁻², холловскую подвижность и концентрацию носителей при комнатной температуре соответственно 520 см²/В·сек и 5 · 10¹⁶ см⁻³. На обоих образцах в одном процессе были изготовлены диоды Шоттки: методом термического испарения через маску нанесены барьеры из Au диаметром 0.8мм, омические контакты были сделаны вплавлением индия.

Вольт-амперные характеристики диодов на образце, выращенном методом ELOG, обладают хорошими выпрямляющими свойствами, коэффициент качества диода составляет 1.04 при комнатной температуре и 1.03 при температуре 400К, обратные токи при -2В - ~2·10⁻¹⁰ А/см² при 300К и -2В - ~10⁻⁷ А/см² при Т=400К, при этом обратный ток слабо зависит от смещения на барьере. На Рис.1 представлены профили концентрации, полученные из измерений вольт-фарадных характеристик (ВФХ) диодов. Видно, что концентрация в приповерхностной области эпитаксиального слоя мала, примерно 4·10¹⁴ см⁻³, но уже на глубине 2 мкм начинается сильный рост концентрации. ВФХ диода Шоттки, приготовленного на «стандартном» GaN, выращенном методом МОС-гидридной эпитаксии, показали однородную по глубине концентрацию 1.7·10¹⁶ см⁻³ (Т=300К), слабо зависящую от частоты. Расхождение между концентрациями, полученными из измерений эффекта Холла и из ВФХ, свидетельствует о возможном наличии низкоомного слоя у подложки, влияющего на результаты измерений эффекта Холла.

Спектры РСГУ (см. Рис.2) также показывают неоднородность свойств образца ELOG по толщине, а именно, рост концентрации глубоких уровней с увеличением расстояния от поверхности. Сильнее всего растет концентрация ловушек 0.86 эВ, которые в работе [1] связывают с комплексами с

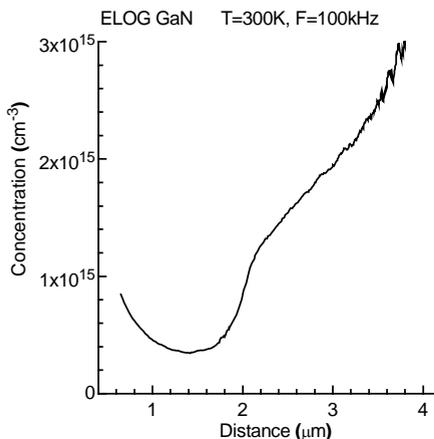


Рис. 1. Профиль концентрации в образце, полученный из измерения ВФХ образца, выращенного методом ELOG. Температура 300К, частота 100 кГц.

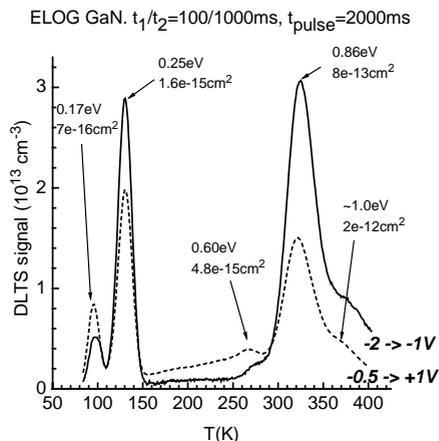


Рис. 2. Спектры оптического РСГУ образца ELOG при разных смещениях, V_b = -0.5В, V_f = 1В (пунктирная кривая) и V_b = -2В, V_f = -1В (сплошная кривая).

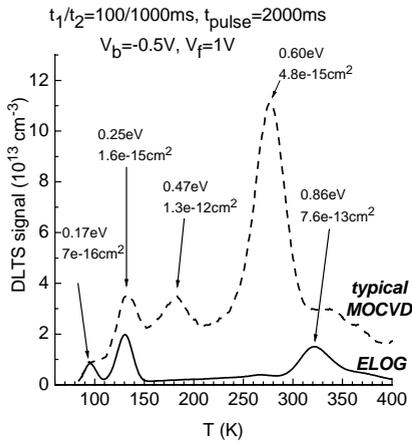


Рис. 3. Спектры PCGV образца ELOG (сплошная кривая) и стандартного образца (пунктирная кривая).

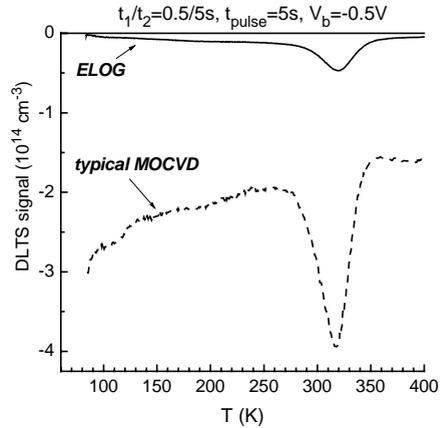


Рис. 4. Спектры оптического PCGV образца ELOG (сплошная кривая) и стандартного образца (пунктирная кривая).

участием межузельного Ga. Напротив, амплитуда пика с энергией 0.17 эВ, который часто связывают с вакансиями азота [1,2], скорее меньше в глубине слоя. Концентрация электронных ловушек, измеряемых методом PCGV, мала (на уровне $1-3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$), а преобладающими ловушками являются часто встречающиеся в GaN ловушки с энергией активации 0.25 эВ и ловушки с энергией 0.86 эВ. Сравнение спектров PCGV «стандартного» МОС-гидридного образца и образца, выращенного с использованием ELOG (Рис.3 и Рис.4) показывает, что концентрация всех ловушек (за исключением ловушек 0.17 эВ) ниже во втором образце. При этом сильнее всего, более чем на порядок, отличаются концентрации ловушек 0.47 эВ, которые, как предполагают Look и другие [1], могут быть связаны с дислокациями, и ловушки 0.60 эВ. Про последние ловушки известно, что это собственные точечные дефекты и что они обладают барьером для захвата электронов. В спектрах дырочных ловушек (Рис.4) обнаружены широкая полоса, связываемая нами с дислокациями [4] и известная ловушка с энергией около 0.9эВ при температуре 320К [3,4,5]. Концентрация дырочных ловушек также существенно ниже в образце, выращенном методом ELOG. Muret и др. [5], получили, что концентрация дырочных ловушек 0.9 эВ не зависит от условий выращивания МОС-гидридного материала. Однако при исследовании образцов GaN, выращенных хлорид-гидридной эпитаксией [4], нами также наблюдалось снижение концентрации дырочных ловушек 0.9 эВ с ростом толщины слоя и, соответственно, снижением плотности дислокаций; одновременно снижались обратные токи диодов Шоттки, концентрации мелких доноров и других ловушек.

1. D.C.Look, Z-Q.Fang, L.Polenta, MRS Internet J.Nitride Semicond.Res., **5S1**, W10.5 (2000)
2. S.A.Goodman, F.D.Auret, G.Myburg, M.J.Legodi, P.Gibart, B.Beamont, Mater. Sci. Eng., **B82**, 95 (2001)
3. A.Y.Polyakov, N.B.Smirnov, A.S.Usikov, A.V.Govorkov, B.V.Pushniy, Solid State Electron., **42**, 1959 (1998)
4. A.Y.Polyakov, N.B.Smirnov, A.V.Govorkov, Z-Q.Fang, D.C.Look, R.J.Molnar, A.V.Osinsky, J. Appl. Phys., **91**, 6580 (2002).
5. P.Muret, A.Philippe, E.Monroy, E.Munoz, B.Beaumont, F.Omnes, P.Gibart, J. Appl. Phys., **91**, 2998 (2002)

ZnO/III-N ГЕТЕРОПЕРЕХОДЫ. ФОРМИРОВАНИЕ И НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА

Б.М. Атаев^{1*}, Я.И. Алиев², Е.В. Калинина³, В.В. Мамедов¹, С.Ш. Махмудов¹, D. Bagnall⁴

1. Институт физики ДагНЦ РАН, Махачкала, 367003 Россия (*e-mail:crystal@dinet.ru)

2. ИПТМ, РАН, Черноголовка, Московской обл., 142432 Россия

3. ФТИ им. А.Ф. Иоффе, РАН, С.-Петербург, 194021 Россия

4. University of Southampton, United Kingdom, Southampton

Оксид цинка как широкозонный полупроводник ($E_g \sim 3.3$ эВ) по многим физическим свойствам подобен III-N [1, 2], которые успешно используются для производства ярких коротковолновых светодиодов и лазерных диодов. Оба эти материала обладают кристаллической структурой вюрцита, практически одинаковыми параметрами решеток (несовпадение параметров решеток не превышает 1.8 %) и шириной запрещенной зоны. Это является существенным фактором для получения гетероструктур и высокоэффективных оптоэлектронных приборов на их основе. Известно, что такие устройства гораздо более предпочтительнее таковых, созданных на базе однородных гомоструктур, поскольку в них наблюдается односторонняя инжекция тока. К настоящему времени рост ZnO на GaN описан во многих работах [2-4], и во всех случаях использовались пленки GaN с проводимостью n-типа, служившие ввиду близких структурных параметров решеток буферными слоями для получения высококачественных слоев ZnO. Насколько нам известно, до сих пор мало сообщений о получении гетеропереходов n-ZnO/p-GaN (p-AlGaN). Стоит отметить, что поскольку до настоящего времени не разработана воспроизводимая технология получения p-ZnO, единственно возможным является формирование гетероструктур типа n-ZnO/p-III-N.

В данной работе впервые сообщается о получении структур n-ZnO/p-GaN, n-ZnO/p-AlGaN и гетеропереходов на их основе, в которых наблюдалась относительно интенсивная электролюминесценция (ЭЛ) в сине-фиолетовой спектральной области при подаче прямого смещения.

Слои p-GaN:Mg с концентрацией акцепторов 3×10^{17} см⁻³ толщиной ~ 1 мкм выращивались на подложках из (0001) сапфира методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МБЕ) с использованием аммиака в качестве источника азота и ячейки SUMO как источника Ga. Температура подложки во время роста составляла 800 °С, при этом скорость роста была 0.8 мкм/час. Омические контакты к n-ZnO изготавливались из индия, к p-GaN – из золота. Слои p-Al_{0.12}Ga_{0.88}N:Mg толщиной 0.8 мкм с концентрацией нескомпенсированных акцепторов 5×10^{17} см⁻³ выращивались методом хлорид-гидридной эпитаксии (HVPE) на подложках 6H-SiC с предварительно нанесенным буферным слоем n-GaN толщиной 0.2 мкм. Слои ZnO:Ga с концентрацией доноров 8×10^{17} см⁻³ и толщиной 1.0 мкм наращивались методом химических транспортных реакций с активацией реагентов в плазме высокочастотного разряда и температурой подложки 520 °С. Сг барьеры Шоттки на p-III-N слой, а также омические контакты Al и Ni наносились методом термического вакуумного напыления на ZnO(Ga) и p-III-N, соответственно.

Изучение морфологии поверхности слоев оксида цинка с помощью микроскопа LEICA DM LP с увеличением 600 показало, что слои, полученные в режимах с использованием активации процесса выращивания ВЧ разрядом, обладают менее развитой поверхностью – измеренное различие величин фигур роста более чем на порядок. Следует также отметить значительное уменьшение размеров и количества кластеров цинка, которыми завершаются фигуры роста при обычном термическом выращивании, и как результат – более гладкая и зеркальная поверхность. Структурное совершенство эпитаксиальных слоев оценивалось рентгенодифракционным методом.

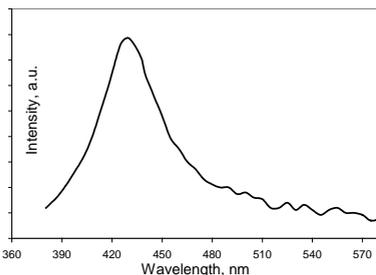
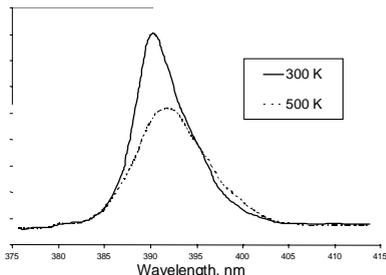


Рис. 1 (а)



(б)

ВАХ гетероструктур имели выпрямляющие свойства с напряжением отсечки ~ 3.2 эВ, близкой к величине запрещенной зоны ZnO. Для структур, включенных в прямом направлении, наблюдалась инжекционная фиолетовая (рис. 1а) и УФ электролюминесценция (рис. 1б), интенсивность которой слабо уменьшалась с температурой. Сравнение спектров ЭЛ, КЛ и вольт-амперных зависимостей позволяет сделать вывод, что излучение происходило в основном из области ZnO за счет излучательной аннигиляции экситонов и было стабильным до температур 500 К.

Список литературы

- [1] Yefan Chen, D.M. Bagnal, Hang-jun Koh, Ki-tae Park, Kenji Hiraga, Ziqiang Zhu, and Takafumi YaO. J.Appl. Phys., **84**, 3912 (1998)
- [2] R.D. Vispute, V. Talyansky, S. Choopun, R.P. Sharma, T. Venkatesan, M. He, X. Tang, J.B. Halpern, M.G. Spenser, Y.X. Li, L.G. Salamansa-Riba, A.A. Illadis, K.A. Jones. Appl. Phys. Lett., **73**, 348 (1998)
- [3] S.-K. Hong, H.-J. Ko, Y. Chen, T. J. Yao. Cryst. Growth, **209**, 537 (2001)
- [4] M.V. Chukichev, B.M. Ataev, V.V. Mamedov, Ya.I. Alivov, I.I. Khodos. Semiconductors, **36**, 977 (2002)

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕФОРМАЦИЙ В ГЕКСАГОНАЛЬНЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ GaN/Al(Ga)N МЕТОДОМ РАМАНОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

А.Н. Смирнов, В.Ю. Давыдов, И.Н. Гончарук, М.А. Яговкина, М.П. Щеглов,
Е.Е. Заварин, М.А. Синицин, В.В. Лундин*

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе, ул. Политехническая 26,
194021 Санкт-Петербург, Россия *e-mail: alex.smirnov@mail.ioffe.ru

В настоящее время исследованиям физических свойств гетероструктур на основе III-нитридов уделяется большое внимание, поскольку эти объекты являются перспективными для создания высокоомощных, высокочастотных и высокотемпературных микроэлектронных приборов, а также оптоэлектронных устройств работающих в широком спектральном диапазоне [1]. Сверхрешетки (СР) на основе GaN и Al(Ga)N являются важным составным элементом многих оптоэлектронных устройств. Одним из существенных факторов влияющим на физические свойства СР является наличие в них деформаций. Появление деформаций в СР обусловлено как большим рассогласованием параметров кристаллической решетки GaN и AlN, так и несоответствием между коэффициентами температурного расширения III-нитридов и сапфира, который обычно используется в качестве подложечного материала для таких СР. В этой работе мы демонстрируем возможность применения рамановской спектроскопии для оценки деформаций в СР GaN/Al(Ga)N.

Исследования фононных свойств СР GaN/AlN и GaN/AlGaN было выполнено в нескольких экспериментальных [2-5] и теоретических работах [5-7]. Было установлено, что оптические фононы в СР GaN/AlN могут быть разбиты на две группы по характеру их распространения в СР [3-5]. К первой группе относятся фононы симметрии A(TO) и E(LO), которые распространяются по всей сверхрешеточной структуре [5]. Ко второй группе принадлежит фононы симметрии E(TO), A(LO) и E₂, распространение которых ограничено слоями GaN и AlN, составляющими СР [5]. Именно такие фононы, на энергетическое положение которых влияют индивидуальные характеристики слоев СР могут быть использованы для их характеристики [2]. Исследования объемных кристаллов GaN и AlN показали, что наиболее чувствительным к деформациям является частотное положение фонона симметрии E₂(high) [8,9]. В этой работе мы демонстрируем возможность применения рамановской спектроскопии для оценки деформаций в слоях GaN и Al(Ga)N составляющих СР с использованием данных полученных для фононов симметрии E₂(high).

Гексагональные сверхрешетки GaN/AlGaN с периодом ($d_T=d_{\text{GaN}}+d_{\text{AlGaN}}$) в диапазоне 5-20 нм были выращены методом МOCVD на подложках α -Al₂O₃ с использованием буферных слоев GaN или AlGaN толщиной 500-1000 нм [10]. Полная толщина каждой СР GaN/Al_xGa_{1-x}N была около 3 мкм. Сверхрешетки GaN/AlN содержали 200 повторений слоев GaN и AlN и были выращены на подложках α -Al₂O₃ с использованием тонкого буферного слоя GaN. Период СР был в диапазоне 5-12 нм. СР характеризовались методами рентгеновской дифракции и атомно-силовой микроскопии. Рамановские спектры возбуждались Ar⁺ лазером ($\lambda = 488$ нм) и были записаны в геометрии рассеяния “назад” при комнатной температуре.

На рисунке 1 показаны рамановские спектры в области фонона симметрии E₂(high), записанные на СР GaN/Al_xGa_{1-x}N с одинаковым периодом (10 нм), но разным содержанием Al (x). Линия, имеющая максимальную интенсивность, относится к слою GaN. Наблюдаемый высокочастотный сдвиг этой линии относительно ее положения регистрируемого в объемном, свободном от деформаций кристалле GaN связан с присутствием в слое GaN, входящем в СР, деформаций сжатия в плоскости слоя. Деформации в слоях могут быть оценены из сдвига фононной линии $\Delta\omega(E_2)$: $\varepsilon_{xx} = \sigma_{xx}/C$, где $\sigma_{xx} = K\Delta\omega(E_2)$ (ГПа) – напряжение. Для GaN: $C=463$ ГПа [9], $K=-2.7$ ГПа/см⁻¹ [8]; для AlN: $C=469$ ГПа, $K=-2.55$ ГПа/см⁻¹ [9]. На рисунке 2а показано изменение величины деформации в слое GaN, входящем в СР GaN/AlGaN, от содержания Al (x) оцененное из данных рамановской спектроскопии.

Как видно на рис. 1, на низкочастотном крае интенсивной линии, относящейся к слою GaN, существует заметное плечо, которое связано с фононом симметрии E₂(high) слоя AlGaN. Анализ спектров показывает, что для этой линии наблюдается низкочастотный сдвиг относительно ее положения регистрируемого в недеформированном твердом растворе AlGaN. Этот сдвиг вызван присутствием в слоях AlGaN, входящих в СР, деформаций растяжения в плоскости слоя. Оценка деформаций в слоях AlGaN затруднена тем, что для твердых растворов AlGaN в литературе отсутствуют данные о константах деформационного потенциала для фононов. Нами была выполнена линейная аппроксимация этих констант в зависимости от содержания Al. Частотное положение фонона E₂(high) в недеформированном Al_xGa_{1-x}N оценивалось как $\omega(E_2)=567.8+17.3x+40.0x^2$ [11].

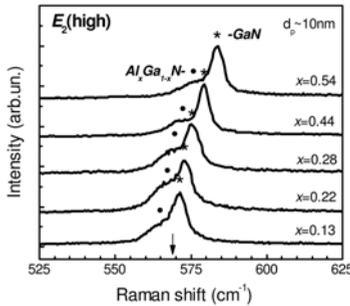


Рис.1 Рамановские спектры CP GaN/Al_xGa_{1-x}N с периодом 10 нм. Точками и звездочками показано положение фона E₂(high) в слоях Al_xGa_{1-x}N и GaN, соответственно. Стрелка показывает положение этого фона в недеформированном кристалле GaN.

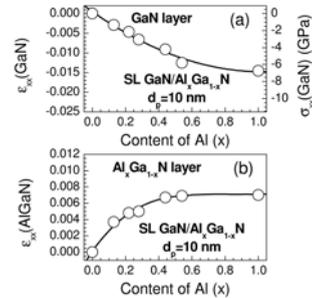


Рис.2 Деформации в слоях GaN (а) и Al_xGa_{1-x}N (б) в CP GaN/Al_xGa_{1-x}N с разным содержанием Al.

Результаты расчета деформаций в слоях AlGa_N, входящих в CP GaN/Al_xGa_{1-x}N, показаны на рисунке 26.

Как видно из рисунка 2, увеличение содержания Al в CP приводит к существенному росту деформаций как в слоях GaN, так и в слоях AlGa_N. При этом следует отметить, что величина деформации в слоях AlGa_N много меньше, чем величина деформации в слоях GaN. Полученные зависимости качественно совпадают с данными рентгеноструктурных измерений [12].

Анализ экспериментальных данных, полученных на CP GaN/Al_xGa_{1-x}N (0 < x < 0.54), с использованием разных буферных слоев (AlGa_N или GaN) показывает, что величина деформации в слоях GaN слабо зависит от типа используемого буферного слоя. В тоже время слои AlGa_N в CP, выращенных на буферном слое AlGa_N, являются менее деформированными, чем слои AlGa_N в CP, выращенных на буферном слое GaN. Эти заключения согласуются с результатами рентгеноструктурных измерений [12].

Исследования CP GaN/AlGa_N с разным соотношением $d_{\text{GaN}}/d_{\text{AlGaN}}$ показали, что увеличение толщины слоя AlGa_N приводит к уменьшению деформации в слоях AlGa_N и увеличению деформации в слоях GaN.

Анализ рамановских спектров CP GaN/Al(Ga)N с разным периодом d_p , но имеющих одинаковую толщину входящих в него слоев $d_{\text{GaN}}=d_{\text{Al(Ga)N}}$, выявил, что с уменьшением периода CP величины деформаций в слоях GaN и Al(Ga)N, входящих в CP, увеличиваются. Согласно нашим оценкам деформации в CP GaN/AlN равны: $\epsilon_{xx} = -1.75 \cdot 10^{-2}$ для слоя GaN и $\epsilon_{xx} = 0.76 \cdot 10^{-2}$ для слоя AlN (для CP с $d_p=7$ нм); и $\epsilon_{xx} = -1.46 \cdot 10^{-2}$ для слоя GaN и $\epsilon_{xx} = 0.70 \cdot 10^{-2}$ для слоя AlN (для CP с $d_p=10$ нм).

Таким образом в работе продемонстрировано, что рамановская спектроскопия является эффективным инструментом для оценки деформаций в слоях, составляющих CP GaN/Al(Ga)N. Установлено, что слои в CP GaN/Al(Ga)N являются сильно деформированными. Показано, что росту величины деформации в слоях GaN и Al(Ga)N способствуют как увеличение содержания Al в CP, так и уменьшение периода CP.

Работа поддержана Программами РАН “Новые материалы и структуры” и “Низкоразмерные квантовые структуры”, а также грантом РФФИ (№ 03-02-17562).

- [1] S. Nakamura and G. Fasol, *The Blue Laser Diode*, Springer, Berlin (1997)
- [2] J. Gleize *et al.*, Appl. Phys. Lett., 1999, v.74, p.703
- [3] V.Yu. Davydov, A.N. Smirnov *et al.*, phys. stat. sol. (b), 2002, v.234, p.975
- [4] V.Yu. Davydov, A.N. Smirnov *et al.*, phys. stat. sol. (c), 2003, v.0, p.2035
- [5] М.Б. Смирнов *и др.*, ФТТ, 2005, т.204, с.761
- [6] J. Gleize, M.A. Renucci *et al.*, Phys.Rev.B, 1999, v.60, p.15985
- [7] J.M. Wagner *et al.*, IPAP Conf. Series, 2000, v.1, p.669
- [8] V.Yu. Davydov *et al.*, J. Appl. Phys. 82, 5091 (1997)
- [9] J.-M. Wagner and F. Bechstedt, phys. stat. sol. (b), 2002, v.234, p.965;
J.-M. Wagner and F. Bechstedt, Appl. Phys. Lett., 2000, v.77, p.346
- [10] В.В. Лундин, А.В. Сахаров *и др.*, ФТП, 2004, т.38, с.705
- [11] V.Yu. Davydov *et al.*, Phys. Rev. B, 2002, v.65, p.125203
- [12] Р.Н. Кютт *и др.*, ФТТ, 2004, т.46, с.353

МЕЖЗОННАЯ И ПРИМЕСНАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ СЛОЕВ InN ВЫРАЩЕННЫХ НА ПОДЛОЖКАХ САПФИРА И КРЕМНИЯ

A.B. Сахаров^{1*}, *В.Ю. Давыдов*¹, *А.А. Клочихин*^{1,2}, *Hai Lu*³, *W.J. Schaff*³, *S. Gwo*⁴

1. ФТИ им А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Россия (* e-mail: val@beam.ioffe.rssi.ru)
2. Институт ядерной физики РАН, 188350 Санкт-Петербург, Россия
3. Department of Electrical and Computer Engineering, Cornell University, Ithaca, New York, USA
4. Department of Physics, National Tsing-Hua University, Hsinchu 300, Taiwan, ROC

Нитрид индия (InN) в последние годы вызывает повышенный интерес как в связи с его использованием в оптоэлектронных приборах системы AlN-GaN-InN, так и сам по себе, как материал для полупроводниковых приборов. Несмотря на большой прогресс достигнутый в создании приборов на основе гетроструктур InGaN/AlGaIn, InN хорошо не исследован. До сих пор существуют противоречивые данные даже по фундаментальным параметрам материала, таким как ширина запрещенной зоны и эффективная масса носителей.

Условия эпитаксиального роста InN являются крайне неблагоприятными из-за необходимости использования низкой температуры роста, и, обычно, низких скоростей роста. Большое несоответствие параметров подложек используемых при эпитаксии (обычно сапфира или кремния) приводит к снижению кристаллического качества эпитаксиальных слоев, особенно на начальных этапах роста. Первые полученные слои InN имели очень высокую концентрацию дефектов, что приводило к очень высоким значениям концентраций свободных носителей, обычно более 10^{19} см^{-3} . Постоянный прогресс в технологии эпитаксиального роста привел к тому что в последнее время методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МПЭ) были получены слои InN с концентрацией $\sim 4 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и подвижностью превышающей $2000 \text{ см}^2/\text{Вс}$ при комнатной температуре [1].

Эпитаксиальные слои InN с концентрацией электронов $4 \times 10^{17} - 1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ были выращены методом МПЭ на подложках сапфира ориентации (0001) или кремния ориентации (111). Толщина слоев варьировалась от 0.3 до 7 микрон. Фотолюминесценция (ФЛ) возбуждалась различными лазерами с энергией фотона от 0.8 до 2.4 эВ и детектировалась неохлаждаемым InGaAs p-i-n диодом с энергией отсечки 0.57 эВ. Образцы GS1804, GS2050 выращены на сапфире, G040406 выращен на кремнии.

На рис.1 и 2 приведены спектры ФЛ слоев различной толщины выращенных на сапфире. При максимальной плотности возбуждения в спектре доминирует полоса около 0.67 эВ соответствующая переходам зона-примесь. При снижении плотности возбуждения в спектре начинает проявляться полоса около 0.61 эВ соответствующая переходам зона-примесь. Дополнительная структура на спектре для образца GS2050 обусловлена интерференцией в толстом слое InN. На вставке к рис.2 приведена зависимость интенсивности ФЛ от уровня возбуждения. В достаточно широком диапазоне плотностей возбуждения интенсивность ФЛ растет линейно, что говорит о достаточно высоком качестве материала и незначительном вкладе безызлучательной рекомбинации. Квантовая эффективность ФЛ для образца GS1804 составила 9% при температуре 4.2K [2].

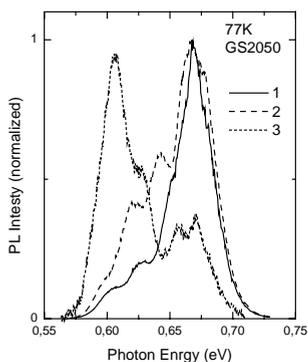


Рис.1 Нормированные спектры ФЛ образца GS2050 (толщина 7 мкм) при различных плотностях возбуждения 1 - $10 \text{ кВт}/\text{см}^2$, 2 - $500 \text{ Вт}/\text{см}^2$, 3 - $10 \text{ Вт}/\text{см}^2$

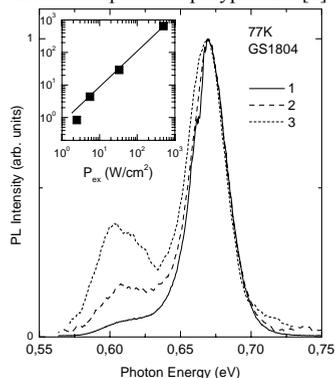


Рис.2 Нормированные спектры ФЛ образца GS1804 (толщина 1.7 мкм) при различных плотностях возбуждения 1 - $500 \text{ Вт}/\text{см}^2$, 2 - $50 \text{ Вт}/\text{см}^2$, 3 - $1 \text{ Вт}/\text{см}^2$.

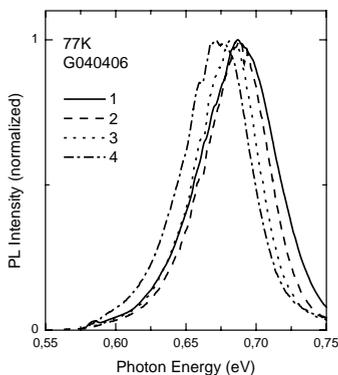


Рис.3 Нормированные спектры ФЛ образца G040406 при различных плотностях возбуждения 1 - 100 кВт/см², 2 - 500 Вт/см², 3 - 100 Вт/см², 4 - 10 Вт/см².

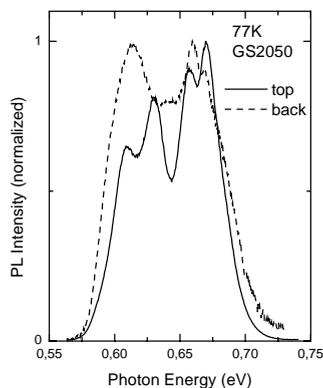


Рис.4 Нормированные спектры ФЛ образца GS2050 при возбуждении с поверхности и со стороны подложки

На рис.3 приведены спектры образца G040406 выращенного на кремнии. В образце не наблюдается четко выраженной примесной полосы как в образцах GS, вклад мелких акцепторов выражается в экспоненциальном хвосте ФЛ в области энергий 0.63-0.58 эВ. При увеличении плотности возбуждения с 10 до 10⁵ Вт/см² наблюдается сдвиг спектра ФЛ за счет заполнения состояний в зоне проводимости фотовозбужденными электронами. Моделирование спектров ФЛ измеренных на различных образцах дает значение эффективной массы $m^*=0.07m_0$ и ширину запрещенной зоны 0.67 эВ [2].

Для образцов выращенный на сапфире прозрачность подложки позволяет исследовать люминесцентные свойства слоя, образующегося на начальных стадиях роста. На рис.4 приведены спектры ФЛ образца GS2050 при возбуждении с поверхности и со стороны подложки. Сочетание большой толщины образца (7 мкм) и малой длины поглощения лазера (~0.5мкм) позволило независимо оценить концентрацию носителей в этих областях. Моделирование дает значения концентрации $2.4 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ для поверхности и $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ для интерфейса с подложкой, что хорошо согласуется с данными эффекта Холла – $5.3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Подобный эффект (увеличение концентрации носителей в сильно дефектной области интерфейса с подложкой) наблюдался ранее для слоев GaN на сапфире [3]. Таким образом, для толстых образцов холловские измерения концентрации носителей дают *усредненные* значения и следует быть внимательным при интерпретации результатов.

Представленные в данной работе результаты свидетельствуют о том что прогресс в развитии технологии нитрида индия привели к созданию достаточно качественных слоев, на которых возможны более детальные исследования. Спектр фотолюминесценции для таких образцов состоит из полосы излучения соответствующей переходам зона-зона в области энергий около 0.67 эВ и полосы излучения связанной с переходами зона-акцептор соответствующей акцепторц с энергией локализации 50-55 мэВ. Показано, что для толстых эпитаксиальных слоев существует неоднородной распределение носителей по толщине слоя, характерное для гетероэпитаксиального роста нитридов.

Работа поддержана грантами РФФИ и программой «Новые материалы и структуры»

[1] H. Lu et al , Appl. Phys. Lett. 77, 2548 (2000).

[2] A.A. Klochikhin et al , Phys. Rev. B, in print (2005)

[3] A.S.Usikov et al , Proc. of the 2nd Symposium on III-V Nitride Materials and Processes, Paris, France, 110 (1997)

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ НЕОДНОРОДНОСТЬ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РЗИ И КИНЕТИКА НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ВЬЮРЦИТНЫХ КРИСТАЛЛАХ GaN, ЛЕГИРОВАННЫХ Eu, Sm, Er, Tm.

М.М.Мездрозина², В.В. Криволапчук, Ю.В. Кожанова², В.В.Лундин, С.Н. Родин

1. ФТИ им А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Политехническая 26, Россия
(margaret.m@mail.ioffe.ru)

2. С-ПГТУ Санкт-Петербург, Политехническая 21, Россия

Целью работы являлось определение влияния пространственной корреляции между состояниями редкоземельного иона (РЗИ) и дефектами исходной матрицы GaN на особенности кинетики неравновесных носителей заряда в кристаллах GaN<РЗИ>, обусловленной транспортом носителей в легированных и нелегированных кристаллах. Исследовались стационарные и время разрешенные (при варьировании времени задержки) спектры фотолуминесценции (ФЛ) с использованием He-Cd лазера, импульсного N₂ лазера (для регистрации время-разрешенных спектров), аргонового лазера ЛГ-106М6, ксеноновой и галогенной ламп для возбуждения межцентровых переходов РЗИ. Концентрация носителей заряда измерялась по методу Ван-дер-Пау (эффект Холла), положение уровня Ферми определяемое из концентрации носителей, плотности состояний в зоне проводимости и табличных данных о величине функции Ферми) оценивалось при T=300, 77К в исходных (нелегированных) и легированных РЗИ кристаллах GaN. Для реализации возможности более широкого варьирования концентрации дефектов в исходной полупроводниковой матрице использовали кристаллы, полученные двумя различными методами: хлорид гидридной газофазной эпитаксией в открытой системе (ГФЭ, HVPE) и разложением металлоорганических соединений (МОС- гидридная эпитаксия, МОСVD). Для кристаллов GaN, полученных методом HVPE, при T=300К уровень Ферми расположен выше дна зоны проводимости на 0.085 эВ, при T=77К – выше дна зоны проводимости на 0.03 эВ. Для кристаллов, полученных методом МОСVD при T=300К уровень Ферми расположен выше дна зоны проводимости на 0.0173эВ, а при T=77К уровень Ферми расположен ниже дна зоны проводимости.

С помощью оптической спектроскопии оценивалась концентрация и тип дефектов в исходных и легированных кристаллах - по интенсивности и положению линий излучения связанных экситонов на нейтральных донорах (D⁰x) и акцепторах (A⁰x), ширине линий на полувысоте - FWHM, эволюции спектров ФЛ при варьировании интенсивности возбуждения. РЗИ в кристаллы GaN с различной концентрацией дефектов вводили с помощью метода диффузии с последующим отжигом в атмосфере аммиака при T=1000-1050С в течение 1-1,5 часа. Зарядовое состояние примесного иона определялось с помощью метода Мессбауэровской спектроскопии при T=300К с использованием стандартного спектрометра MC-2201.

Нелегированные кристаллы GaN были разбиты на несколько групп в зависимости от предварительной оценки типа дефектов в них:

I - кристаллы, имеющие в спектрах ФЛ только линии, соответствующие излучению в ближней области спектра (БКФЛ), но с разной величиной FWHM (27- 300 мэВ)

В кристаллах, полученных методом МОСVD не наблюдалось изменения концентрации носителей заряда, а, следовательно, и положения уровня Ферми при легировании РЗИ. В длинноволновой области спектра имеются линии излучения, характерные для внутрицентровых f-f переходов РЗИ: 0.54мкм и 1.55мкм для Er, 0.716мкм - Sm, 0.66 мкм- Eu.

Для кристаллов, полученных методом HVPE, интенсивность линий излучения, характерных для f-f переходов РЗИ значительно меньше по сравнению с кристаллами, полученными методом МОСVD, изменение положения уровня Ферми в результате легирования при T=77К составляет 0, 006эВ, изменение концентрации носителей заряда при легировании незначительно - от 10¹⁹см⁻³ до 8*10¹⁸см⁻³. Можно предположить, что концентрация электрически активных центров меньше, чем оптически активных, поскольку изменения вида спектров БКФЛ более существенны, чем изменения концентрации носителей, а, следовательно, и положения уровня Ферми. Возможной причиной такого поведения примеси РЗИ является образование различных комплексов введенной примеси с примесями, имеющимися в исходной полупроводниковой матрице. Механизм возбуждения РЗИ в кристаллах GaN различен: в случае расположения уровня Ферми (T=77К) выше дна зоны проводимости возбуждение обусловлено захватом на комплексе РЗИ - примесь, а в случае положения уровня Ферми ниже дна зоны проводимости – возбуждение обусловлено захватом носителя на РЗИ.

II - кристаллы с неоднородно-уширенной линией БКФЛ и кроме того имеющие полосу излучения 3.26-3.17 эВ- донорно-акцепторную полосу ФЛ (ДАФЛ), интенсивность которой может превышать на порядки интенсивность БКФЛ

По данным Мессбауэровской спектроскопии РЗИ (на примере Eu) имеет два зарядовых состояния (-2+) и (3+).

Наличие ДАФЛ в спектрах означает наличие дополнительного канала рекомбинации, который, вероятно, затрудняет заселение редкоземельных центров, поэтому интенсивность излучения в длинноволновой области спектра внутрицентровых f-f переходов РЗИ мала.

III - кристаллы, имеющие, в основном, глубокие дефекты, являющиеся эффективными центрами безизлучательной рекомбинации, вывод о существовании которых сделан на основе малых величин интенсивности линии БКФЛ и FWHM.

В результате легирования РЗИ данной группы кристаллов положение максимума БКФЛ не меняется, остается соответствующим излучению на нейтральном доноре, но наблюдается увеличение интенсивности БКФЛ и появление ДАФЛ.

Исследовано влияние дополнительно введенной мелкой акцепторной примеси Zn на интенсивность ФЛ кристаллов, легированных Eu (глубокой примесью). Резкое увеличение интенсивности ФЛ при дополнительном введении Zn, изменение морфологии поверхности легированного кристалла (появления упорядоченных микро- и нано- кластеров на поверхности) объясняется в рамках модели самоорганизации.

Механизм диффузии РЗИ в кристаллах GaN определяется концентрацией дефектов в исходной полупроводниковой матрице. При увеличении концентрации дефектов РЗИ, по-видимому, встраиваются в междоменное пространство мозаичной структуры. В таком случае все изменения в виде спектров ФЛ свидетельствуют об изменениях в данных областях.

На основании исследований стационарных спектров ФЛ обнаружено наличие внутрицентровых f-f переходов, характерных для РЗИ (Eu, Sm, Er, Tm), интенсивность которых определяется концентрацией дефектов исходных кристаллов

Из анализа время разрешенных спектров излучения эпитаксиальных слоев n-GaN следует, что независимо от метода получения слои содержат метастабильный уровень, поставляющий дырки в валентную зону.

Исследовано влияние дополнительной подсветки при длине волны 4880, 5145А на эволюцию время разрешенных спектров близкраевой фотолюминесценции для кристаллов с различным положением уровня Ферми, что позволяет оценить энергетическое положение уровней локализованных состояний в запрещенной зоне.

На основании полученных экспериментальных данных предполагается наличие пространственной неоднородности распределения РЗИ, а также наличие процесса пространственного упорядочения дефектов в кристаллах GaN, легированных Eu, Sm, Er, Tm. Управляющими параметрами этого процесса в совокупности являются следующие: зарядовое состояние РЗИ, которое вызывает изменение типа связей - от ковалентной, характерной для Ga-N до ионной, например, Er-N (поскольку РЗИ являются примесями замещения), концентрации и типа дефектов в полупроводниковой матрице. Эти процессы наблюдались лишь в кристаллах с положением уровня Ферми выше дна зоны проводимости (0.085 эВ при T=300K, 0.03 эВ при T=77 K) В кристаллах GaN, имеющих меньшую концентрацию дефектов подобные процессы не наблюдались.

GaN

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

ДИФФУЗИОННАЯ ДЛИНА НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В СЛОЯХ GaN И СВЕТОДИОДНЫХ СТРУКТУРАХ

Н.М. Шмидт¹, Е.Б. Якимов^{2}*

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, С-Петербург

²ИПТМ РАН, Черногловка, yakimov@ipmt-hpm.ac.ru

Диффузионная длина неравновесных носителей заряда L является важным параметром, определяющим работу опто- и фотоэлектронных приборов. В современной микроэлектронике измерения L широко применяются также для характеристики качества полупроводниковых материалов. В частности, в эпитаксиальных пленках GaN выявлена хорошая корреляция между значениями L и степенью упорядочения мозаичной структуры [1], которая в значительной степени определяет и другие электрические и оптические свойства [2-4]. В эпитаксиальных пленках GaN и гетероструктурах на его основе диффузионная длина обычно не превышает микрона, а в большинстве случаев значительно меньше [1,5-8]. Поэтому для измерения диффузионной длины в таких материалах обычно применяется растровая электронная микроскопия в режиме наведенного тока (НТ), поскольку применение этого метода наиболее эффективно в структурах с такой диффузионной длиной [9,10]. Несмотря на то, что методы определения L путем измерения НТ достаточно хорошо разработаны [9], при их использовании в GaN возникает ряд вопросов. Прежде всего, они связаны с малой величиной L , что заставляет осторожно подходить к выбору методики измерений, а также с тем, что для эпитаксиальных пленок GaN характерно формирование мозаичной структуры с разным масштабом размеров доменов, в том числе и с размерами порядка диффузионной длины. Последнее обстоятельство может приводить к электрической неоднородности материала, в связи с чем, возникает вопрос о корректности использования параметра диффузионной длины в его обычном понимании. Это тем более важно в связи с тем, что до сих пор не найдено достаточно убедительного объяснения высокой квантовой эффективности светоизлучающих структур на основе таких материалов с чрезвычайно высокой плотностью проникающих дислокаций и очень низкими значениями диффузионных длин.

В настоящей работе проведены измерения диффузионной длины методом НТ в эпитаксиальных слоях GaN и светодиодных структурах InGaN/GaN. Использовались слои GaN, выращенных методом MOCVD, толщиной 3 мкм и концентрацией электронов $1-40 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Плотность дислокаций в исследованных структурах варьировалась в диапазоне $10^8-2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$. Подвижность электронов в лучших из исследованных структур достигала $600 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ при комнатной температуре. Барьеры Шоттки, создавались напылением тонких слоев Ni и Au. Светодиодные структуры состояли из слоя n-GaN толщиной 3 мкм, на котором выращивались 5 периодов гетероструктуры, состоящей из 3 нм слоя InGaN и 7 нм слоя GaN, слой p-AlGaIn и верхний слой p-GaN толщиной 03-05 мкм. Исследования проводились в растровом электронном микроскопе JSM-840A (Jeol). Пространственное распределение скорости генерации электронно-дырочных пар рассчитывалось методом Монте-Карло.

Показано, что обычно используемый для определения диффузионной длины в пленках GaN метод по спаду НТ в зависимости от расстояния до края барьера Шоттки [11], строго говоря, неприменим к анализу таких материалов. Кроме того, существование обедненных приповерхностных областей, типичное для эпитаксиальных слоев GaN, может существенно влиять на собиание неравновесных носителей заряда и приводить как к большим ошибкам и разбросу в значениях L , полученных этим методом, так и к сглаживанию связи между этим параметром и особенностями структурной организации материала. На рис. 1 приведены результаты измерений спада НТ для разных барьеров, изготовленных на одной структуре. Величина L , оцененная из этих кривых, отличается более, чем в 5 раз. Более того, по мере старения барьера Шоттки спад становится более крутым, что, по-видимому, связано с изменением зарядового состояния поверхности.

Более воспроизводимые результаты дает метод определения L из зависимости НТ от энергии пучка E_b [12]. Так, значения L , измеренные этим методом на том же образце отличаются не более, чем в 2 раза. При этом пространственная вариация L внутри одного диода достигает той же величины. Более того, в отличие от предыдущего метода, полученные этим методом значения хорошо коррелируют с плотностью дислокаций и степенью упорядочения мозаичной структуры.

В качестве примера на рис. 2 приведены зависимости нормированного НТ от E_b для двух структур с разной степенью упорядочения мозаичной структуры. На этом же рис. приведены аналогичные зависимости для светодиодных структур. Следует отметить, что в случае светодиодных структур для подгонки экспериментальных кривых пришлось предположить, что

только около 30% носителей, достигающих структуру с квантовыми ямами, дают вклад в НТ. Остальные носители, по-видимому, локализируются в активной области структуры с квантовыми ямами, что, по-видимому, и определяет уменьшение вероятности собирания в исследованных структурах (Рис. 2). Таким образом, указанное уменьшение вероятности собирания может служить дополнительным параметром, характеризующим светоизлучающие структуры на основе таких материалов.

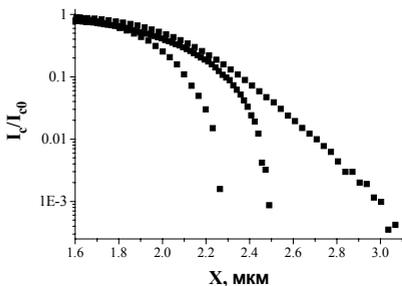


Рис. 1. Спад НТ от края барьера Шоттки, измеренный на разных участках одного образца. $E_b = 5$ кэВ.

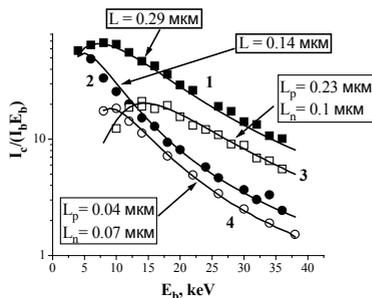


Рис. 2. Зависимость нормированного НТ от E_b , для слоев GaN (1,2) и светодиодных структур (3,4) с разной степенью упорядочения мозаичной структуры. Расчетные кривые показаны сплошными линиями.

При попытке объяснить измеренные значения диффузионной длины в рамках обычных механизмов рассеяния и рекомбинации носителей заряда возникает ряд проблем, в частности, отсутствие корреляции температурной зависимости диффузионной длины со структурной организацией материала при наличии такой корреляции в температурной зависимости подвижности электронов. При этом возникает вопрос о возможном влиянии электрической неоднородности, обусловленной степенью релаксации границ сросшихся доменов, на эффективное значение диффузионной длины. В частности, такое влияние может осуществляться путем локализации неравновесных носителей заряда в минимумах потенциального рельефа. По-видимому, это и является одной из основных причин наблюдавшейся хорошей корреляции между степенью упорядочения мозаичной структуры и диффузионной длиной [1].

Авторы выражают благодарность Лундину В.В. за предоставленную возможность исследования части из представленных в работе образцов. Работа частично финансировалась РФФИ (грант 04-02-16994).

- [1] N.M. Schmidt, A.N. Besyulkin, A.G. Kolmakov, A.V. Loskutov, W.V. Lundin, A.S. Usikov, E.B. Yakimov, E.E. Zavarin. *Phys. Stat. Sol. (c)*, **0**, 457 (2002).
- [2] N. M. Schmidt, G. Aliev, A. N. Besyul'kin, J. Davies, M.S. Dunaevsky, A.G. Kolmakov, A.V. Loskutov, W.V. Lundin, A.V. Sakharov, A.S. Usikov, D. Wolverson, E.E. Zavarin. *Phys. Stat. Sol. (c)*, **0**, 558 (2002).
- [3] N.M. Schmidt, V.V. Emtsev, A.G. Kolmakov, A.D. Kryzhanovskiy, W.V. Lundin, D.S. Poloskin, V.V. Ratnikov, A.N. Titkov, A.S. Usikov, E.E. Zavarin. *Nanotechnology*, **1**, 471 (2001).
- [4] N.M. Schmidt, A.N. Besyul'kin, M.S. Dunaevsky, A.G. Kolmakov, A.V. Sakharov, A. S. Usikov, E.E. Zavarin. *J. Phys.: Condens. Matter*, **14**, 13025 (2002).
- [5] Z.Z. Bandic, P.M. Bridger, E.C. Piquette, T.C. McGill. *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 3166 (1998).
- [6] L. Chernyak, A. Osinsky, A. Schulte. *Solid-State Electr.*, **45** 1687 (2001).
- [7] O.A. Soltanovich, E.B. Yakimov, N.M. Schmidt, A.S. Usikov, W.V. Lundin. *Physica B*, **340–342**, 479 (2003).
- [8] K. Kumakura, T. Makimoto, N. Kobayashi, T. Hashizume, T. Fukui, H. Hasegawa. *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 052105 (2005).
- [9] Е.Б. Якимов. *Зав. Лаб.*, **68**, 63 (2002).
- [10] Е.Б. Якимов. *Поверхность*, № 3, 65 (2004).
- [11] H.K. Kuiken, C. van Opdorp. *J. Appl. Phys.*, **57**, 2077 (1985).
- [12] C.J. Wu, D.B. Wittry. *J. Appl. Phys.*, **49**, 2827 (1978).

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РЕЛАКСАЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ ДЛЯ ХАРАКТЕРИЗАЦИИ ЛОВУШЕК В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ ТРАНЗИСТОРОВ НА ОСНОВЕ ШИРОКОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

О.А. Солтанович, Е.Б. Якимов, С.Ю. Шановал*

Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, 142432 Черноголовка

(*e-mail:solt@ipmt-hpm.ac.ru)

Одним из перспективных приложений структур на основе GaN/Al_xGa_{1-x}N являются мощные полевые транзисторы СВЧ диапазона. Однако известно, что существенное влияние на параметры НЕМТ-транзисторов на основе гетероструктур GaN/Al_xGa_{1-x}N оказывают дефекты с глубокими уровнями (ГУ), локализованные в различных элементах прибора - в канале транзистора, в буфере, в подзатворной области и на интерфейсах. Захватывая носители заряда, они могут эффективно менять ширину канала, а также вызывать переходные процессы, ограничивающие быстродействие и эффективность прибора на высоких частотах. Так, с ловушками связывают уменьшение тока и выходной мощности на высоких частотах [1], нестабильность тока стока при повышении напряжения сток-исток (т.н. коллапс тока) [2]. Таким образом, определение энергетических параметров и местоположения дефектов с глубокими уровнями может быть весьма важно для устранения недостатков и оптимизации параметров приборов.

Между тем, традиционный метод релаксационной спектроскопии глубоких уровней (DLTS), наиболее полно характеризующий дефекты с ГУ, неприменим к готовым транзисторам и может быть использован только для исходных тестовых структур. Это связано с тем, что в традиционном варианте анализируется релаксация емкости барьерной структуры, а емкость затвора транзистора слишком мала. Измерений же, проведенных только на исходных тестовых структурах может быть недостаточно для характеристики дефектов с ГУ в конечном приборе, поскольку при этом выпадает часть операций технологического цикла, которые также могут вносить дефекты.

Альтернативой является использование модификации традиционного метода DLTS, при котором анализируется релаксация тока в канале полевого транзистора при изменении напряжения на затворе [3]. Дополнительным преимуществом такого метода является хорошая чувствительность, поскольку полезный сигнал усиливается непосредственно измеряемым объектом. К недостаткам можно отнести сложности в определении концентрации и точной пространственной локализации ловушек. Тем не менее, применение метода достаточно перспективно, поскольку позволяет идентифицировать дефекты по их энергетическим параметрам и непосредственно выявляет дефекты, влияющие на переходные характеристики прибора. Надо заметить, что в последние годы уже появилось несколько зарубежных работ [4,5], выполненных на транзисторах на основе GaN/Al_xGa_{1-x}N, в которых ловушки, влияющие на работу транзистора, исследовались именно с помощью такой транзисторной ("channel-current") DLTS.

В настоящей работе сообщается о первом в отечественной практике опыте применения методов релаксационной спектроскопии для исследования глубоких ловушек, влияющих на работу полевого транзистора, по релаксации тока в канале транзистора. Проведены тестовые измерения спектров глубоких уровней на промышленном кремниевом транзисторе КП302, а также на полевых транзисторах на основе широкозонных материалов SiC и GaN/Al_xGa_{1-x}N в диапазоне температур 77-420 К. Продемонстрирована возможность выявления центров с глубокими уровнями по релаксации тока в канале транзистора. Проведено сопоставление обнаруженных ГУ с ловушками, наблюдаемыми в объемных материалах. Обсуждаются возможные варианты локализации наблюдаемых дефектов с глубокими уровнями.

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

[2] A.F.M. Anwar, S.S. Islam, R.T. Webster. Appl. Phys. Lett., **84**, 1970 (2004).

[3] S. R. Blight, R. H. Wallis, H. Thomas. IEEE Trans. Electron Devices, **ED-33**, 1447 (1986).

[4] T. Mizutani, T. Okino, K. Kadawa, Y. Ohno, S. Kishimoto, K. Maezawa. Phys.stat.sol.(a), **200**, 195 (2003).

[5] O. Mitrofanov, M. Manfra. Appl. Phys. Lett., **84**, 422 (2004).

ДЕФОРМАЦИЯ И ДЕФЕКТЫ В ЭПИТАКСИАЛЬНОМ ZnO НА GaN-TEMPLATE

В.В.Ратников*, *Р.Н.Кютт, М.П.Щедров, А.А.Торопов, С.В.Иванов*
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург,
194021 Политехническая 26, e-mail: Ratnikov@mail.ioffe.ru

Присутствие дефектов в эпитаксиальных слоях (ЭС) ZnO ведет к низкой эффективности излучения из-за захвата экситонов дефектами, а варьирование напряжений – к изменению ширины запрещенной зоны. В связи с этим важен анализ напряжений и деформаций в выращенных слоях.. Приемлемой подложкой для ЭС ZnO в качестве компонент оптоэлектронных устройств является сапфир. Однако большие рассогласования параметров решетки (ПР) (+18%) и коэффициентов термического расширения (КТР) (-61%) ZnO и сапфира приводят к высокой плотности дефектов и остаточных напряжений в слоях.. Одним из перспективных путей получения качественных ЭС ZnO может быть использование в качестве подложек ЭС GaN на сапфире (несоответствие ПР ZnO и GaN – около 2%).

В настоящей работе мы исследуем напряжения и дефектную структуру ЭС ZnO (1.2 мкм), выращенного методом газотранспортных реакций (MOCVD) на подложке GaN (2..4 мкм) / сапфир. При росте использовались 2 источника кислорода: вначале –бутанол, затем - N₂O.

Рентгеновская дифрактометрия является эффективным методом при исследовании ЭС с большим рассогласованием ПР. Угловая ширина рентгеновских рефлексов измерялась на трехкристальном рентгеновском дифрактометре с использованием (θ-2θ)- и θ- мод сканирования симметричных (0002), (0004) и асимметричных (11-24), (1-014), (10-15), (10-16), (20-24) и ((20-25) рефлексов в геометрии Брегг и (10-10) - в симметричной геометрии Лауэ. Измерялись также двухкристальные кривые симметричных отражений в наклонной (screw) геометрии от плоскостей типа (10-1), $l = 1÷6$, дающие информацию о разупорядочении решетки в плоскости слоя.. При анализе дефектной структуры использовался подход, развитый нами в [1].

Уровень остаточных напряжений определялся по измерениям радиуса кривизны образцов . Параметры гексагональной решетки c и a определялись из измерений на трехкристальном дифрактометре симметричного отражения 0002 в геометрии Брега и 10-10 в геометрии Лауэ, соответственно.

Измерения показали, что ЭС ZnO на GaN template испытывают биаксиальные сжимающие напряжения $\sigma_a = -1.032$ Гра. Остаточная деформация в ЭС $\varepsilon_a = 0.0031$. Найдено, что при температуре роста степень релаксации напряжений из-за несоответствия ПР ZnO и GaN – 95 %.

С учетом полученных деформаций релаксированный ПР равен для ЭС ZnO : $c_r = 5.1787$ А, $a_r = 3.2695$ А, а отношение $c_r / a_r = 1.584$ значительно отличается от табличного $c_r / a_r = 1.603$ [2]. Причина может быть связана с особенностями MOCVD роста ZnO и обсуждается в докладе.

Анализ уширений рентгеновских рефлексов, связанных, в основном, с присутствием в ЭС прорастающих дислокаций, показал, что в слое ZnO плотность вертикальных винтовых дислокаций несколько ниже ($1.8 \cdot 10^8$ см⁻²), чем в GaN-template, тогда как плотность вертикальных краевых дислокаций в ZnO возрастает на 30 %.

Работа поддержана грантами РФФИ 03-02-16164 и 03-02-17567

[1] V.Ratnikov, R.Kyutt, T.Shubina et al., J. appl. Phys., 88, 6252 (2000)

[2] Landolt-Bornstein Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, ed.by K.-H. Hellwege, vol.7b (Springer, Berlin, 1975)

GROWTH AND SOME PROPERTIES OF GaN/ZnO DOUBLE HETEROSTRUCTURES

*M. V. Chukichev¹, Ya. I. Alivov², Ü. Özgür², S. Doğan², C. Liu², Y. Moon²,
X. Gu², V. Avrutin², Y. Fu², and H. Morkoç²*

1. Moscow State University, Physics Department, Moscow, Russia

2. Virginia Commonwealth University, Department of Electrical Engineering,
Richmond, VA, 23284 USA, E-mail: yialivov@vcu.edu

Zinc oxide with its direct band gap (~3.3 eV band gap at 300 K) and large exciton binding energy of ~60 meV, is a promising material for ultraviolet light emitting diodes (LEDs) and low threshold laser diodes [1]. Because growth of high quality p-type ZnO, and the realization of ZnO homojunctions continue to be problematic, the unique properties of ZnO might in the interim be best exploited and studied by constructing heterojunctions using ZnO as the active region. In this vein the emission properties of light emitting diodes (LEDs) based on ZnO can be explored. As a rule, heterostructure based devices have advantages over homojunction based devices due to confinement of injected carriers in the active region [2]. The confinement increases the carrier density in the recombination zone and results in a reduction of threshold current and its temperature dependence. Further improvements can be achieved by employing double heterostructures (DHs) since because of better carrier and optical confinement, lower diffraction losses, and lower threshold currents than single heterostructures [2]. Consequently, growth of DHs with a middle ZnO layer could pave the way for fabrication higher performance ZnO based light-emitting devices.

One of the important factors that influence the properties of the heterostructures is closeness of lattice parameters. Otherwise, misfit and threading dislocations formed at the heterointerface for strain relaxation generally cause nonradiative defects that can seriously reduce the quantum efficiency. In this regard, GaN and its alloys are good candidates for the growth of ZnO based heterojunctions since they have the same crystal structure (wurtzite) and close lattice constants. Despite these advantages there has been a relatively small number of reports on fabrication and investigation of ZnO based heterostructures using III-V materials [1], and therefore, the properties of such ZnO/III-V heterostructures have not been fully understood.

In this work high quality n-GaN/n-ZnO/p-GaN DHs were grown employing molecular-beam epitaxy (MBE) and metal-organic chemical vapor deposition (MOCVD) methods, and their properties were studied. First, a 0.7 μm Mg-doped p-type GaN layer was grown on an unintentionally doped 2 μm -thick n-type GaN template which was deposited on top of c-plane sapphire by MOCVD. Hall measurements showed a hole concentration of $\sim 4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. On this composite an unintentionally doped 0.4 μm -thick n-ZnO layer was grown by plasma-assisted MBE at 600 °C substrate temperature with a growth rate of 1.1 Å/s. This growth was preceded by low-temperature deposition of a thin ZnO buffer layer at 300 °C for 3 min. An accurate measurement of the electron concentration in the n-type ZnO was not possible due to the underlying conductive p-GaN, but a value of $\sim 8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ was estimated based on results obtained in other similar layers such as those grown directly on sapphire substrates. Finally, a 0.4 μm -thick unintentionally doped n-GaN layer was grown on the n-ZnO layer by plasma-assisted MBE at 600 °C. Electron concentration in the top n-GaN layer was estimated in similar way to be about around $< 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. The surface morphology and crystal structure of all grown layers were studied by atomic force microscopy and reflection high-energy electron diffraction (RHEED) techniques, and high quality of the films was verified. Streaky RHEED patterns indicating 2D growth, and smooth film surface morphology with an root mean square roughness as low as 1.45 nm for ZnO, 5 nm for n-GaN, and 0.2 nm for p-GaN were observed. Figure 1 presents a cross-sectional scanning electron microscopy image of the grown n-GaN/n-ZnO/p-GaN heterostructure investigated with sharp boundaries between the layers being observable

To investigate the electrical properties of the DH, 2x2 mm² size diode structures were fabricated. Ohmic contact to p-type GaN layer was placed after removing the top n-GaN layer by dry etching in BCl₂ and ZnO by wet etching in 10 % HF. Vacuum evaporated 300/1000 Å-thick Au/Al and Au/Ni metal layers were used for Ohmic contacts to n-GaN and p-GaN layers, respectively. Current-voltage (I-V) characteristics of the n-GaN/n-ZnO/p-GaN DH diode measured at room temperature. A very good rectifying diode-like behavior is observed with a leakage current less than $1.62 \times 10^{-5} \text{ A}$ at -9 V and a forward current of 15.6 mA at 5 V bias. Breakdown and threshold voltages were around -11 V and 3.2 V, respectively.

Electroluminescence (EL) from the n-GaN/n-ZnO/p-GaN DH was observed under forward bias (negative - to n-GaN, positive - to p-GaN). The light was collected from the front n-GaN side of the diode. It should be noted that no emission was observed under reverse bias. As seen from the figure 2, the EL spectrum at injection current up to 70 mA consists of a wide blue band with a maximum at 2.78 eV and with a Full Width at Half Maximum (FWHM) of 0.33 eV. With an increase of injection current intensity of

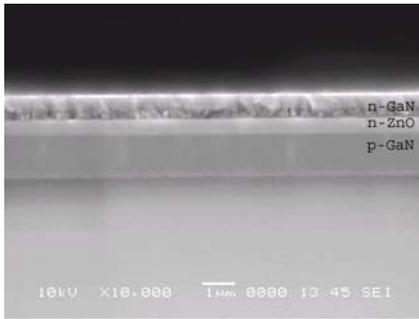


Fig. 1: Scanning electron microscope image of the n-GaN/n-ZnO/p-GaN double heterostructure.

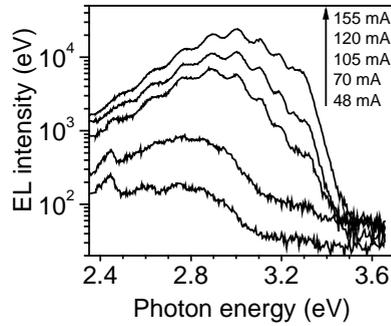


Fig. 2: Electroluminescence spectra of the n-GaN/n-ZnO/p-GaN diode at various forward biases.

this blue band increases, its peak shifts to higher energies, reaching 3.1 eV at injection current 155 mA, and the EL spectrum becomes wider with FWHM of 0.39 eV. There may be different mechanisms responsible for the EL emission observed in these structures. These and other properties of the n-GaN/n-ZnO/p-GaN DHs will be discussed in this report.

- [1] Ü. Özgür, Ya. I. Alivov, C. Liu, A. Teke, M. Reshchikov, S. Doğan, V. Avrutin, S. -J. Cho, and H. Morkoç, *Applied Physics Review*, in press.
- [2] Zh. I. Alferov, *Semiconductors* **98**, 3 (1998).

ЗАРЯДОВЫЕ АККУМУЛЯЦИОННЫЕ СЛОИ, ИНДУЦИРОВАННЫЕ АДОРБЦИЕЙ Cs и Ba НА ПОВЕРХНОСТИ *n*-GaN(0001) : ФОТОЭМИССИОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

*Г.В.Бенеманская**, *В.С.Вихнин*, *Г.Э.Франк-Каменецкая*, *В.В.Лундин*, *Н.М.Шмидт*
 Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия
 (* e-mail: galina.benemanskaya@mail.ioffe.ru)

Проведены исследования адсорбции Cs и Ba на поверхности GaN(0001) *n*-типа. Обнаружено, что субмонослойные покрытия как Cs, так и Ba вызывают кардинальные изменения электронных свойств поверхности с образованием зарядового аккумуляционного слоя (АС) в приповерхностной области изгиба зон и индуцируют формирование поверхностных состояний *S*. В фотоэмиссии впервые наблюдался ряд качественно новых эффектов: 1 – обнаружена фотоэмиссия с высоким квантовым выходом при возбуждении светом в области прозрачности GaN, 2 – в фотоэмиссионных спектрах зафиксировано появление осцилляционной структуры.

Исследование ультратонких интерфейсов металл/GaN имеет как фундаментальное, так и прикладное значение. Адсорбция Cs на *p*-GaN исследована ультрафиолетовой фотоэмиссионной спектроскопией [3,4]. Методом спектроскопии фотовыхода мы впервые исследовали систему Cs/*n*-GaN(0001) при 300К [5]. Определено, что работа выхода $\phi \sim 4.3$ эВ чистой поверхности *n*-GaN(0001) уменьшается при адсорбции Cs до значения $\phi \sim 1.4$ эВ. Такое резкое уменьшение работы выхода наблюдается только на поверхности *n*-типа, тогда как на поверхности GaN *p*-типа минимальное значение $\phi \sim 3.5$ эВ [3]. Адсорбция Ba на поверхности GaN до нашей работы не исследовалась.

Эксперименты проводились *in situ* в сверхвысоком вакууме $P < 1 \times 10^{-10}$ Торр при комнатной температуре. Образцы *n*-типа, легированные Si ($2 \div 5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$), $d=3 \div 4$ мкм, представляли собой эпитаксиальные слои GaN(0001), выращенные на сапфировой подложке методом MOCVD. Данные АСМ и ТЕМ свидетельствовали о хорошем качестве образцов и поверхности. Атомарно-чистый Cs и Ba напылялся на поверхность из стандартных источников. Использован метод спектроскопии выхода фотоэмиссии при возбуждении *s*- и *p*-поляризованным светом [1,2]. Изучались спектры объемной $I_S(h\nu)$ и поверхностной $I_P(h\nu)/I_S(h\nu)$ фотоэмиссии при возбуждении *s*- и *p*- поляризованным светом, соответственно. Доза адсорбированного Cs и Ba определялась *in situ* по методике [2].

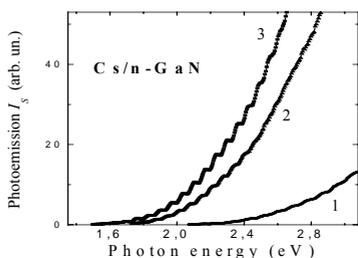


Рис. 1. Спектры фотоэмиссии $I_S(h\nu)$ для Cs покрытий: 1 – 0.2 ML, 2 – 0.3 ML, 3 – 0.5 ML.

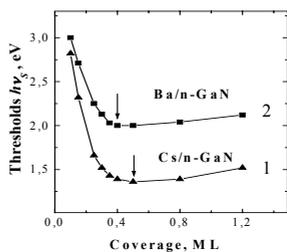


Рис. 2. Изменение фотоэмиссионных порогов $h\nu_S = \phi$ при покрытиях Cs (1) и Ba (2).

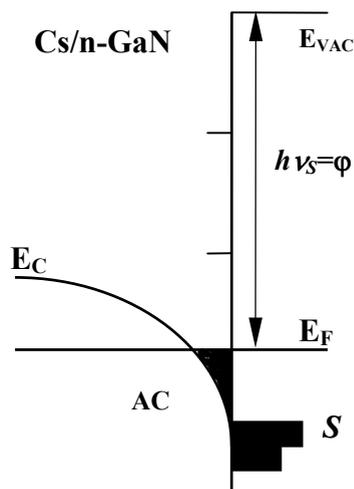


Рис. 3. Схема приповерхностной области изгиба зоны E_C проводимости *n*-GaN(0001) при образовании АС, индуцированного адсорбцией Cs (слева), и поверхностных состояний *S* (справа).

Обнаружено, что адсорбция Cs и Ва на поверхности *n*-GaN(0001) вызывает резкое уменьшение порогов фотоэмиссии $h\nu_s$ и $h\nu_p$ для *s*- и *p*- поляризованного возбуждения, соответственно. Установлено равенство порогов $h\nu_s = h\nu_p$. На рис. 1 приведена серия спектров объемной фотоэмиссии $I_s(h\nu)$ при различных субмонослойных покрытиях Cs. Виден значительный сдвиг порога в длинноволновую сторону. Установлено также, что фотоэмиссионные токи при возбуждении светом в области прозрачности GaN имеют неожиданно большую величину, сравнимую, например, с фотоэмиссией из Cs/GaAs(100) при равенстве работы выхода.

Изучение характера спектров объемной фотоэмиссии $I_s(h\nu)$ показало, что вблизи порога спектры подчиняются закону Фаулера. Хорошо известно, что закон справедлив для фотоэмиссии из объема металла. В нашем случае Cs, Ва/*n*-GaN закон Фаулера установлен для объемной фотоэмиссии из полупроводника. Отметим, что GaN относится к широкозонным полупроводникам с шириной запрещенной зоны 3.4 эВ. Фотоэмиссия при возбуждении в области прозрачности GaN не может быть вызвана возбуждением состояний валентной зоны. Следовательно, обнаруженная фотоэмиссия происходит из квази-металлических состояний в зоне проводимости, при этом край зоны E_c на поверхности должен находиться ниже уровня Ферми, что соответствует образованию зарядового аккумуляционного слоя АС. Следовательно, порог объемной фотоэмиссии $h\nu_s$ соответствует работе выхода $h\nu_s = \phi$. На рис. 2 представлено изменение порогов для интерфейсов Cs/*n*-GaN и Ва/*n*-GaN. Точки на кривых рис. 2 получены из аппроксимации спектральных зависимостей $I_s(h\nu)$ для каждого Cs и Ва покрытия. Найдено, что минимальное значение энергии порогов соответствует ~1.4 эВ в случае Cs и ~1.9 эВ в случае Ва. Определение покрытий Cs и Ва проведено при учете коэффициента прилипания, который равен единице в пределах монослоя.

На рис. 3 представлена схема изгиба зоны проводимости *n*-GaN в случае адсорбции Cs. Аналогичный эффект наблюдается и в случае Ва. Таким образом, обнаружено, что природа пороговой фотоэмиссии для Cs/*n*-GaN и Ва/*n*-GaN связана с образованием АС в приповерхностной области изгиба зон. Исследование этих интерфейсов при использовании в качестве подложки одного и того же образца GaN показывает, что энергетические параметры АС в случае адсорбции Ва по крайней мере в два раза меньше, чем при адсорбции Cs.

Впервые для фотоэмиссии наблюдался новый эффект – появление осцилляций в спектральных зависимостях фотоэмиссионного тока (см. рис. 1). Установлено, что период осцилляций в спектре постоянен по энергии и не изменяется при различных покрытиях адсорбированного Cs или Ва. Полученные данные свидетельствуют о том, что природа осцилляций обусловлена наличием нескольких факторов, главными из которых являются, во-первых, существование приповерхностного аккумуляционного слоя и, во-вторых, наличие многолучевой интерференции в плоскопараллельной пластине образца GaN при облучении светом в области прозрачности.

Нами впервые исследована поверхностная фотоэмиссия I_p/I_s для интерфейсов Cs/*n*-GaN и Ва/*n*-GaN и обнаружены индуцированные поверхностные состояния. Найдено, что, начиная с Cs покрытия ~0.3 ML, в спектрах последовательно формируются две поверхностные зоны (*S*). Формирование зон заканчивается при покрытии ~0.6 ML. Установлено, что зоны *S* расположены ниже уровня Ферми на ~ 0.3 эВ и ~ 0.5 эВ (см. рис. 3). Для Ва/*n*-GaN обнаружено аналогичное поведение и формирование зон, которые расположены ниже E_F на ~ 0.15 эВ и ~ 0.3 эВ. На чистой поверхности GaN(0001) поверхностные состояния в этой энергетической области отсутствуют. При формировании интерфейсов перераспределение электронной плотности в области связи происходит главным образом за счет валентных электронов адатома и поверхностных состояний подложки. Поэтому природа обнаруженных 2D электронных состояний связана очевидно с локальным взаимодействием адатомов Cs или Ва и оборванных связей поверхностных атомов Ga. Следует отметить, что для интерфейсов типа металл/*n*-GaN и металл/*p*-GaN индуцированные поверхностные состояния ранее не наблюдались.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ # 04-02-17621 и гранта Президиума РАН.

- [1] A.Liebsch, G.V.Benemanskaya, M.N.Lapushkin. Surf. Sci., **302**, 303 (1994).
- [2] G.V.Benemanskaya, D.V.Daineka, G.E.Frank-Kamenetskaya. Surf. Sci., **523**, 211 (2003).
- [3] M.Eyckeler, W.Mönch, et al. J.Vac.Sci.Tech. **B16**,2224(1998), Appl.Surf.Sci. **123/124**, 28 (1998).
- [4] C.I.Wu, A.Kahn, J.Appl.Phys. **86**,3209(1999), Appl.Surf.Sci. **162-163**, 250 (2000).
- [5] G.V.Benemanskaya, V.S.Vikhnin, N.M.Shmidt, G.E.Frank-Kamenetskaya, I.V.Afanasiev. Appl. Phys. Lett., **85**, 1365 (2004), JETP Lett. **77**, 226 (2003).

ИССЛЕДОВАНИЕ МИКРОКАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И НАВЕДЕННОГО ТОКА В ОБРАЗЦАХ GaN, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ ЛАТЕРАЛЬНОГО НАРАЩИВАНИЯ (ELOG)

А.В.Говорков^{1*}, *Н.Б.Смирнов*¹, *А.А.Поляков*¹, *М.Г.Мильвидский*¹, *In-Hwan Lee*²

1. Государственный научный центр РФ, ФГУП «Гиредмет», г.Москва, 119017, Б.Толмачевский пер., д.5, Россия (* e-mail:polyakov@girmet.ru)
2. Chonbuk National University, 664-14, Duckjin-Dong, Chonju 561-756, Chonbuk, Korea

Изучены спектры микрокатодолюминесценции (МКЛ), распределение интенсивности МКЛ и сигнала наведенного тока (НТ) по площади в нелегированных образцах GaN, выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии. Исследовались два типа образцов. В первом процессе на сапфировой подложке выращивался нелегированный слой GaN толщиной 2 мкм (образец сравнения). Во втором процессе использовался метод латерального наращивания через маску SiO₂ (метод ELOG). В этом случае на сапфировой подложке сначала выращивался слой GaN толщиной 2 мкм, на поверхность которого наносилась маска SiO₂ в виде периодически расположенных узких полос шириной 12 мкм с окнами между ними шириной 4 мкм. Затем вновь продолжался рост слоя GaN. Слой прорастал в окна вверх и в стороны над полосками SiO₂. Через несколько микрон выросшие столбики срстаются, образуя сплошную поверхность. Исследование на РЭМ в режиме вторичных электронов (ВЭ) таких образцов показало, что морфология поверхности представляет собой полосчатую структуру с чередованием полос шириной 4 и 12 мкм (рис.1). Исследование на РЭМ в режимах МКЛ и НТ на барьерах Шоттки показало, что на растровых изображениях также видна полосчатая неоднородность с разной интенсивностью МКЛ и сигнала НТ (рис.1,2). Более высокая интенсивность МКЛ наблюдалась в полосах шириной 12 мкм, выращенных над полосками SiO₂, однако в местах срачивания слоев наблюдалась область с меньшей интенсивностью МКЛ, которая не выявлялась в режиме ВЭ. В областях шириной 4 мкм, выращенных над окнами, интенсивность МКЛ при 300К ниже в 2 раза по сравнению со светлыми областями. В полосах с высокой интенсивностью МКЛ наблюдаются темные области в виде пятен размером 1-2 мкм, плотность которых составляет (1-5)·10⁶см⁻². Мы полагаем, что эти области связаны с влиянием дислокаций на процессы рекомбинации, т.к. при травлении в щелочи выявляются дислокации с такой же плотностью в полосах, выращенных над маской SiO₂. Исследование в режиме НТ на барьерах Шоттки показало, что сигнал НТ выше в тех же областях, где более высокая интенсивность МКЛ. Однотипный контраст в светлых и темных областях в режимах МКЛ и НТ показывает, что эти неоднородности связаны с изменением времени жизни неравновесных носителей в этих областях. Исследование осциллограмм НТ на краю барьера Шоттки дало значения диффузионной длины в светлых полосах (0,8-1) мкм и в темных полосах (0,4-0,5) мкм. Исследование образца сравнения толщиной 2мкм, выращенного по обычной технологии, показало, что на растровых изображениях в режиме МКЛ наблюдается мозаичная картина с чередованием светлых и темных областей размером 2-3 мкм. Это показывает, что при высокой плотности дислокаций (~1·10⁹см⁻²) этим методом не удастся наблюдать влияние отдельных дислокаций.

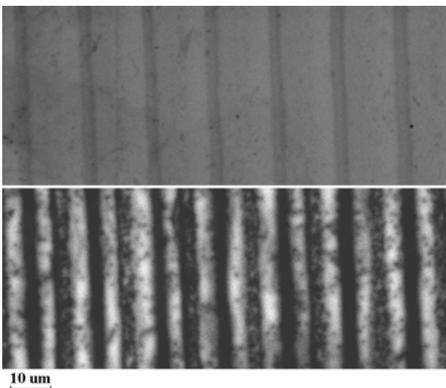


Рис.1. Растровое изображение поверхности образца GaN, выращенного методом ELOG, на РЭМ в режимах ВЭ (верхний снимок) и МКЛ (нижний снимок)



Рис.2. Растровое изображение поверхности образца GaN, выращенного методом ELOG, на РЭМ в режиме НТ на барьере Шоттки (размер кадра по горизонтали 40 мкм).

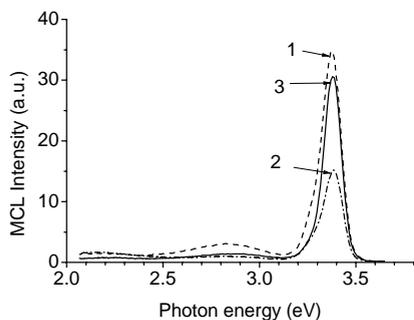


Рис.3. Спектры МКЛ (300К) при возбуждении сфокусированным зондом в образце, выращенном методом ELOG, в светлой (1) и темной (2) полосах и в образце сравнения (3).

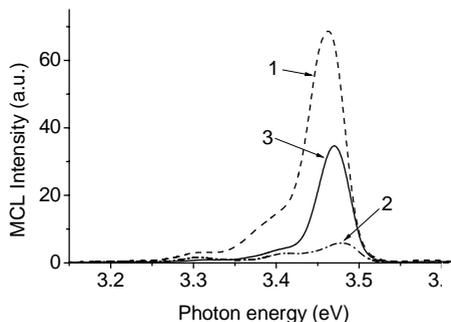


Рис.4. Спектры МКЛ (95К) при возбуждении сфокусированным зондом в образце, выращенном методом ELOG, в светлой (1) и темной (2) полосах и в образце сравнения (3).

Исследование спектрального состава МКЛ образцов, выращенных обоими методами, показало, что в них наблюдаются одни и те же полосы излучения. При 300К при низком уровне возбуждения (расфокусированный зонд) в спектрах МКЛ наблюдается краевая полоса с энергией 3,37 эВ, голубая полоса с энергией 2,7 эВ и желтая полоса с энергией 2,2 эВ. При возбуждении сфокусированным зондом преобладает краевая полоса, причем интенсивность краевой полосы при 300К в образце сравнения и в образце, выращенном методом ELOG, в светлой полосе практически совпадают, а в темной полосе в два раза ниже (рис.3). Такой эффект может быть связан с тем, что в образце сравнения концентрация электронов примерно в 30 раз выше, чем в образце, выращенном методом ELOG. При возбуждении расфокусированным зондом в спектрах МКЛ при 95К в обоих образцах наблюдаются полоса излучения на связанном экситоне с энергией 3,48 эВ, дефектная полоса с энергией 3,41 эВ и полоса излучения на донорно-акцепторных парах с энергией 3,31 эВ. При возбуждении сфокусированным зондом в спектрах МКЛ при 95К интенсивность экситонной полосы в образце, выращенном методом ELOG, в светлой области на порядок выше, чем в темной области, и в два раза превышает интенсивность экситонной полосы в образце сравнения (рис.4).
Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 04-02-16510).

ДЕФЕКТНАЯ СТРУКТУРА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ GaN, ВЫРАЩЕННЫХ ХЛОРИД-ГИДРИДНЫМ МЕТОДОМ НА ПОРИСТОМ БУФЕРЕ SiC С СОХРАНЕННЫМ «СКИН-СЛОЕМ»

*М. Мынбаева**, А. Ситникова, А. Трегубова, М. Загорянская, О. Ледяев и К. Мынбаев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., д.26, mgm@mail.ioffe.ru

Исследована дефектная структура эпитаксиальных слоев (ЭС) GaN толщиной 1 мкм, выращенных хлорид-гидридным методом на подложках SiC с использованием буферных слоев пористого SiC (PSC), полученных поверхностной анодизацией половин пластин карбида кремния диаметром 2 дюйма. Дефектная структура выращенных слоев сравнивалась со структурой ЭС, выращенных на непористых частях тех же подложек. Толщина буферных слоев PSC, использованных в экспериментах, составляла от 2 до 6 мкм.

Исследования, проведенные методами Оже-спектроскопии и масс-спектроскопии вторичных ионов, показали, что поверхность пористых слоев сохраняла стехиометрию исходного SiC. По данным просвечивающей электронной микроскопии (ТЕМ), в PSC существовал не содержащий каналов пор приповерхностный слой (т.н. «скин-слой»). Рентгеновская дифрактометрия и ТЕМ выявили высокое кристаллическое совершенство поверхности PSC.

ЭС GaN, выращенные непосредственно на подложках SiC и подложках PSC с различной толщиной буферного слоя, были изучены методами ТЕМ и сканирующей электронной микроскопии (SEM). Эти исследования показали, что граница раздела GaN/PSC была резкой и планарной. Ямки на поверхности PSC, являющиеся центрами нуклеации пор [1], оказались зарачены без образования дополнительных дефектов в ЭС. В противоположность результатам, представленным в работе [2], где буферный слой PSC использовался после водородного травления, примененного для удаления «скин-слоя», связи между центрами нуклеации пор на поверхности PSC и образованием микротрубок в ЭС не выявлено. Присутствие таких трубок с чрезвычайно малой плотностью распределения наблюдалось в ЭС GaN, выращенных как на PSC, так и на непористых подложках.

ТЕМ-исследования дефектной структуры слоев GaN, выращенных без буферного слоя, показали, что основными дефектами в ЭС являлись проникающие дислокации (TD). Высокая плотность TD наблюдалась вблизи границы раздела GaN/SiC. При достижении ЭС толщины 0.5 мкм плотность TD составляла $5 \times 10^9 \text{ см}^{-2}$.

В слоях, выращенных с использованием буферных слоев PSC, наблюдалось резкое снижение плотности TD. Дополнительно в ЭС были обнаружены планарные дефекты (PD): 1) протяженные в плоскости (0001) в области гетерограницы и 2) проникающие в ЭС в направлении [0001]. Плотность проникающих PD уменьшалась в направлении [0001] с увеличением толщины ЭС. В области ЭС толщиной 0.5 мкм, примыкающей к гетерогранице, общая плотность дефектов не превышала 10^8 см^{-2} . Выше этой области ЭС были практически свободны от проникающих дефектов. На Рис. 1(a,b) представлены ТЕМ-изображения срезов структур GaN/PSC/SiC с толщиной буферного слоя PSC 5 мкм. Определено, что в данном случае PD образуют самоорганизованную сверхрешетку с периодом 16 нм в области слоя GaN толщиной 100 нм, примыкающей к подложке. Этот вывод был сделан на основании данных ТЕМ и присутствия дополнительных рефлексов на картине микродифракции (Рис. 1 (с)). Пример таких рефлексов показан стрелкой на вставке.

Было обнаружено, что увеличение плотности PD в области гетерограницы сопровождается уменьшением плотности TD в ЭС по мере увеличения толщины использованных буферных слоев PSC.

Известно, что GaN является материалом с низкой энергией образования дефектов упаковки и тенденцией к политипизму. Представляется, что образование планарных дефектов играет роль механизма релаксации напряжений несоответствия в структурах GaN/SiC, альтернативного «стандартному» механизму, при котором релаксация происходит за счет образования проникающих дислокаций. Полученные результаты указывают на то, что структуры PSC/SiC могут быть успешно использованы в качестве подложек для улучшенного гетероэпитаксиального роста.

Работа поддержана грантом NICOP N00014-01-1-0828.

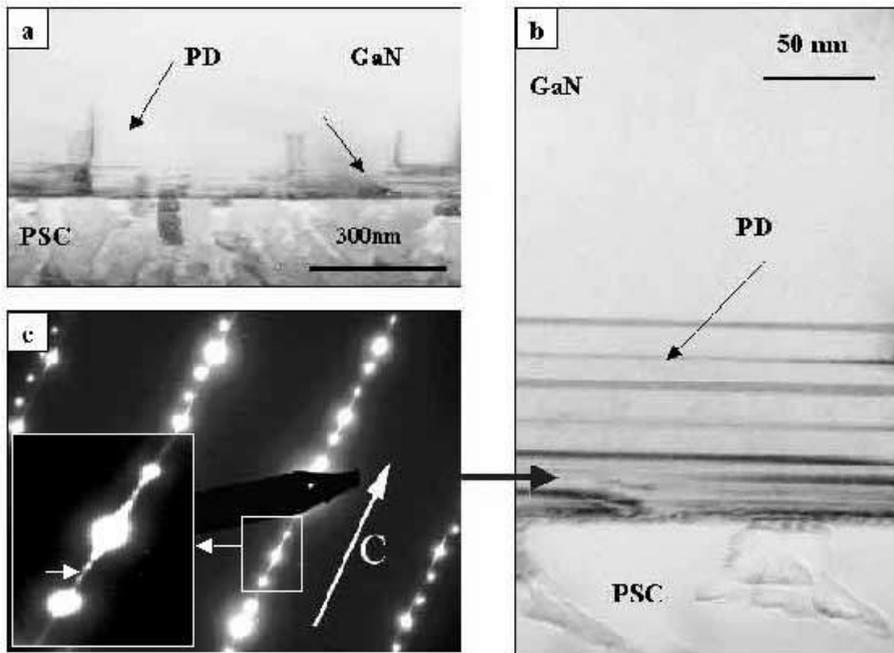


Рис. 1. (а) ТЕМ-изображение среза структуры GaN/PSC вблизи границы раздела; (б) та же область, что на (а), но при большем увеличении; (с) картина микродифракции из области, изображенной на (б).

Литература:

- [1] М. Мунбаева. Mat. Res. Soc. Symp. Proc., **742**, 303 (2003).
- [2] С. К. Inoki, T.S. Kuan, A. Sagar, D. Lee et. al. Phys. Stat. Sol. (a), **200**, 44 (2003).

ПОСЛОЙНЫЙ АСМ АНАЛИЗ СТРУКТУРНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ ПЛЕНОК GaN ПРИ ИОННО-ЛУЧЕВОМ СТРАВЛИВАНИИ

А.И. Стогний^{1,2}, Н.Н. Новицкий², А.С. Шуленков¹, Е.В. Луценко³, Г.П. Яблонский³, В. Schineller⁴, М. Heuken⁴

¹ Минский НИИ радиоматериалов, г. Минск, ул. Кижеватова 86, e-mail: stognij@ifftp.bas-net.by

² Институт физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси. г. Минск, ул. П. Бровки 17

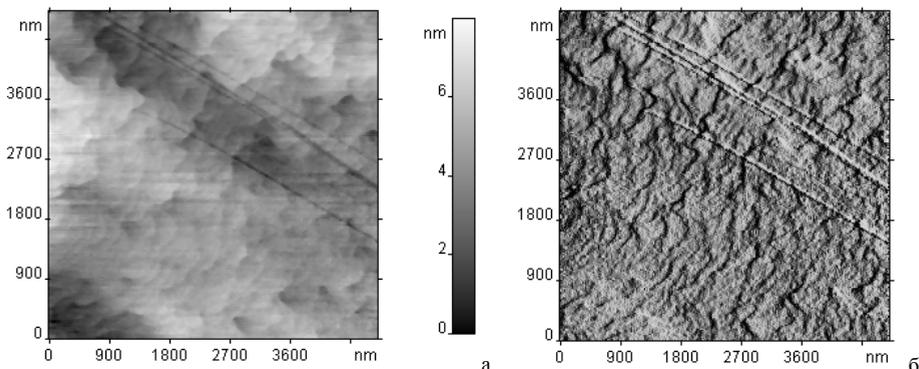
³ Институт физики НАН Беларуси. г. Минск, пр. Ф.Скорины 68

⁴ AIXTRON AG, Aachen, Germany

В ряде работ была продемонстрирована эффективность атомно-силовой микроскопии (АСМ) при анализе структурных свойств пленок на основе GaN, выращенных MOCVD методом [1, 2]. Благодаря химической инертности нитрида галлия, прерывание процесса роста на различных стадиях с последующим АСМ-анализом в "tapping-mode" на атмосфере сформированной поверхности позволило выявить дефекты роста, область их образования и их влияние на оптические свойства. В настоящей работе решается обратная задача. Светодиодные структуры и объемные пленки, выращенные на AIXTRON MOPVE реакторе, анализируются по мере их ионно-лучевого стравливания вплоть до сапфировой подложки. Кроме того, для аморфизации поверхностного слоя и выявления областей пониженной плотности, часть образцов предварительно имплантировалась ионами Ag⁺ с энергией 100 keV и дозами 5 и 16 μC . Ионно-лучевое распыление производилось ионами аргона с энергией 0,4 keV и плотностью тока 0,15 mA/cm². Средняя скорость распыления составляла 1,5 \pm 0,2 nm/min и, как было установлено, не зависела от дозы имплантации. Привнесенная дефектность от ионно-лучевого распыления подавляла интенсивность фотолуминесценции исходной поверхности не более чем на 40% [3].

Основные результаты: 1) послойное ионно-лучевое стравливание позволяет выявить скрытые дефекты типа пустот и проколов, которые имеют частично геометрическую огранку (гексагональной формы ямки травления и пирамидки роста); 2) имплантация способствует выявлению дефектных областей, так как скорость их распыления в 2–4 раза выше скорости распыления исходной поверхности; 3) наличие скрытых дефектов типа проколов является причиной воздействия имплантации на глубину в 5–15 раз превышающую длину пробега ионов аргона в нитриде галлия (согласно данным АСМ и фотолуминесценции); 4) нами показано, что скрытые дефекты являются основными каналами для утечек тока после выжигания металлизации. Возможным путем решения этой проблемы, кроме совершенствования технологии роста, является нанесение барьерного для диффузии металлов наноразмерного слоя с собственной проводимостью р-типа (BeO, MgO или ZnO) на р-слой диодной структуры или предварительная обработка низкоэнергетическими ионами кислорода.

Работа выполнена при поддержке проектов МНТЦ В-1043 и ГППИ «Оптика, электроника, информатика».



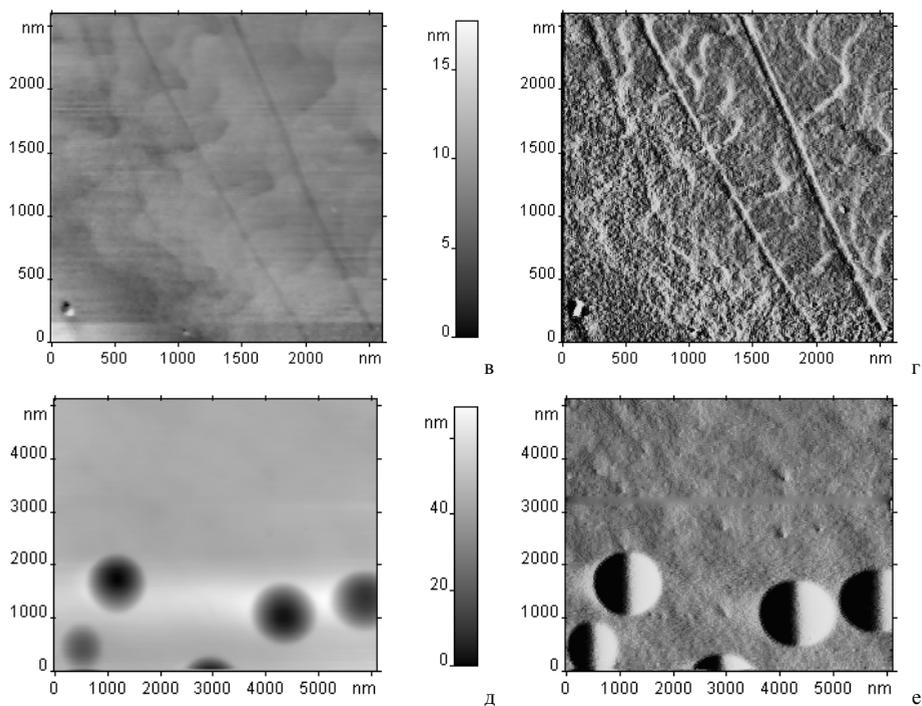


Рис. Изменение морфологии поверхности пленки GaN (а, б – вид исходной поверхности в АСМ, в, г – вид поверхности после имплантации $16 \mu\text{Q}$, д, е – вид предварительно имплантированной поверхности (до $5 \mu\text{Q}$) после ионно-лучевого распыления.

Список литературы

1. D.I. Florescu, S.M. Ting, J.C. Ramer, D.S. Lee, V.N. Merai, A. Parekh, D. Lu and E.A. Armour. Appl. Phys. Lett. 83, 33 (2003).
2. S.M. Ting, J.C. Ramer, D.I. Florescu, V.N. Merai, B.E. Albert, A. Parekh, D.S. Lee, D. Lu, D.V. Christini, L. Lu and E.A. Armour. J.Appl. Phys. 94. 1461 (2003).
3. A.I. Stognij, S.N. Koriakin, G.P. Yablonskii, V.N. Pavlovskii, E.V. Lutsenko, V.Z. Zubialevich, M. Heuken, B. Schineller and K. Heime. Technical Digest IWN2000 (Nagoya, Japan 2000) p. 229.
4. А.И. Стогний, А.С. Шуленков, У.И. Луценко, Г.П. Яблонский, Н.Н. Новицкий, В. Schineller and M. Heuken. Светодиоды и лазеры. (№ 1–2), 81 (2003).

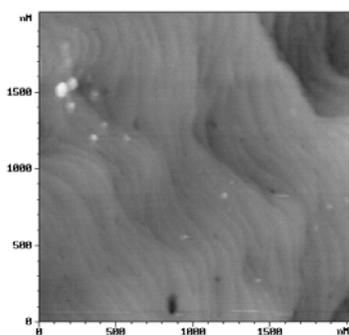
ЭВОЛЮЦИЯ ХАРАКТЕРА СТРУКТУРНОЙ ОРГАНИЗАЦИИ СВЕРХРЕШЕТОК AlGa_{0.26}N/GaN ПОСЛЕ ИМПЛАНТАЦИИ ИОНОВ ЭРБИЯ И ОТЖИГА

*Е.И.Шек**, А.М.Емельянов, В.В.Лундин, В.Н.Петров, В.И.Сахаров, И.Т.Серенков, Н.А.Соболев,
А.Н.Титков, Н.М.Шмидт

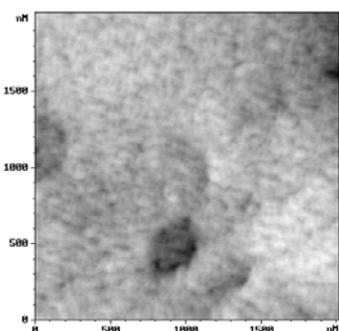
Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.Петербург, 194021 Россия
shek@pop.ioffe.rssi.ru

Исследования последних лет показали, что характер структурной организации нитридов Ш-группы играет важную роль в формировании многих электрических и оптических свойств этих материалов и приборов на их основе [1,2]. При решении проблемы получения высокой эффективности люминесценции ионов эрбия влияние этого фактора не рассматривалось. В данной работе проведены сравнительные исследования эволюции характера структурной организации сверхрешеток (СР) AlGa_{0.26}N/GaN и эпитаксиальных слоев GaN после имплантации ионов эрбия и отжига, а также фотоломинесцентные (ФЛ) свойства. СР Al_{0.26}Ga_{0.74}N/GaN (толщина слоев 5 нм, 148 периодов) были выращены методом газовой фазной эпитаксии из металлоорганических соединений (МОСVD) на модифицированной установке Epiquip VP-50 RP с горизонтальным кварцевым реактором и графитовым держателем, имеющим индукционный нагрев. Рост начинался с осаждения низкотемпературного (T=500°C) слоя зародышеобразования AlGa_{0.26}N на сапфировой подложке с ориентацией (0001) с последующим эпитаксиальным ростом при 1050°C и давлении 200 мБар. Структуры состояли из слоя зародышеобразования AlGa_{0.26}N толщиной 20 нм, буферного слоя GaN толщиной 200 нм и СР с ямами GaN и барьерами AlGa_{0.26}N одинаковой толщины. Для сравнения в тех же режимах выращивались слои GaN, легированные Si, толщиной 3 мкм. Более подробно условия эпитаксиального роста описаны в [3]. Ионы эрбия с энергией E=1 МэВ и дозой 3x10¹⁵ см⁻² имплантировались при комнатной температуре. Отжижки проводились в диапазоне температур (700-1050)°C с шагом 100°C в течение 5 мин. в потоке аргона. ФЛ возбуждалась излучением галогенной лампы мощностью ~ 50 мВт и измерялась в диапазоне 0.95 – 1.65 мкм с разрешением 7 нм. Характер структурной организации оценивался количественно с помощью параметра “степень нарушения локальной симметрии”. Этот параметр определялся путем обработки с помощью мультифрактального анализа данных исследования морфологии поверхности структур методами атомно-силовой микроскопии (АСМ). Увеличение дозы имплантации в три раза по сравнению с [3] сопровождается выделением Ga на поверхности в больших количествах, появлением более мелкой по сравнению с исходной зернистой структуры и разупорядочением проявляющегося в росте показателя степени нарушения локальной симметрии от 0.335 для исходной структуры до 0.350 после имплантации. Морфология поверхности и профиль шероховатости, полученные методом АСМ представлены на рис.1а, 1б, 2а и 2б. После отжига рельеф поверхности катастрофически изменяется - формируются крупные домены, разделенные пустотами глубиной до 100-200 нм (Рис.1в и 2в). Однако в пределах одного домена характер организации структуры приближается к исходному и степень нарушения локальной симметрии изменяется не очень сильно - 0.340. На образование пустот в процессе высокотемпературного отжига также указывают данные метода рассеяния ионов средних энергий. При измерениях на протонах с энергией 230 кэВ наблюдался спектр, характерный для пористых структур (“скос” на переднем фронте). В эпитаксиальном слое GaN эволюция характера структурной организации в процессе отжига аналогична наблюдаемой в СР. При отжиге имплантированных структур в спектре ФЛ доминирует пик излучения с максимумом на длине волны 1.542 мкм, обусловленный переходами ионов Er³⁺ из первого возбужденного состояния (¹I_{13/2}) в основное состояние (⁴I_{15/2}). Его максимальная интенсивность в СР достигается после отжига при 900°C и в 2.8 раза превышает уровень в эпитаксиальном слое. Этот эффект наблюдается, несмотря на появление пустот в СР и эписле, поскольку в пределах отдельного домена СР сохраняется. Увеличение дозы имплантации в данной работе в три раза по сравнению с [3] сопровождалось ростом максимальной интенсивности ФЛ ионов эрбия в СР в 2.3 раза. Дальнейшее увеличение температуры отжига сопровождается существенным уменьшением интенсивности излучения в СР, что может быть связано с наблюдавшимися изменениями дефектной структуры. Поэтому не очевидно, что дальнейшее увеличение дозы имплантации будет сопровождаться соответствующим ростом интенсивности ФЛ.

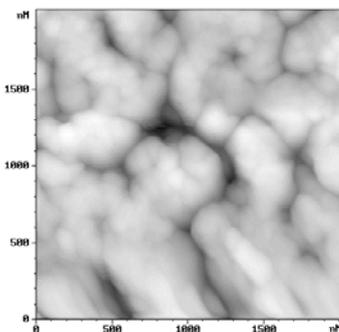
Работа частично поддержана Президиумом РАН (программа научных исследований “Низкоразмерные квантовые структуры”).



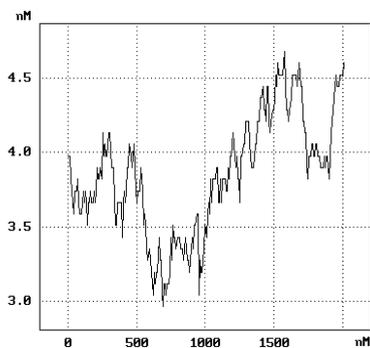
1a



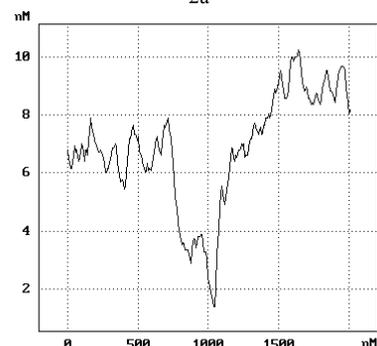
1б



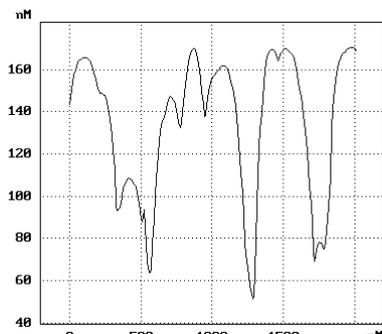
1в



2a



2б



2в

Рис.1. Морфология поверхности, полученная АСМ. Размер поля 2000x2000 нм (а,б,в).

Рис.2. Профиль шероховатости поверхности

[1] N.M. Shmidt, A.G. Kolmakov, A.V. Loskutov, A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, A.V. Govorkov, S.J. Pearton, A.V. Osinsky. Sol. St. Electronics, **47**, 1003 (2003).

[2] Е.Е. Заварин, А.Л. Закгейм, А.П. Карташова, А.Г. Колмаков, В.В. Криволапчук, В.В. Лундин, М.М. Мездрогина, А.В. Сахаров, Д.С. Сизов, Н.М. Шмидт. Труды Российской конференции "Нитриды галлия, индия и алюминия", Москва, 145, (2004).

[3] N.A. Sobolev, A.M. Emel'yanov, V.I. Sakharov, I.T. Serenkov, E.I. Shek, A.I. Besyul'kin, W.V. Lundin, N.M. Shmidt, A.S. Usikov, E.E. Zavarin. Physica B, **340-342**, 1108 (2003).

ВЛИЯНИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛА GaN

*Стерхова М.А., Соболев В.В.**

426034, г. Ижевск, Удмуртский госуниверситет, sobolev@uni.udm.ru

Кристаллы GaN широко применяются для изготовления светоизлучающих диодов и вертикально-излучающих лазеров. Соединение GaN обладает двумя модификациями: с кубической (с-GaN) и гексагональной (w-GaN) типами решеток. Известны экспериментальные [1] и теоретические [2, 3] исследования спектров диэлектрической проницаемости. В работе [1] были получены методом эллипсометрии спектры ϵ_1 и ϵ_2 в области энергии 3 – 10 эВ при E₁E для обеих модификаций. Теоретические спектры ϵ_2 с-GaN и w-GaN рассчитаны на основе зон, полученных методом FP LMTO [2], и с учетом электронно-дырочного взаимодействия (экситонов) [3]. Наиболее полная информация об оптических свойствах и электронной структуре содержится в обширном комплексе оптических функций в широкой области энергии фундаментального поглощения, состоящем из более чем десяти функций. В настоящей работе нами рассчитаны полные комплексы оптических функций обоих типов (кубической и гексагональной) кристалла GaN на основе экспериментальных спектров ϵ_1 и ϵ_2 работы [1] и теоретических спектров ϵ_2 работ [2, 3] в области энергии 3–10 эВ. Расчеты выполнены с помощью интегральных соотношений Крамерса-Кронига [4]. Для более детального сопоставления экспериментально-расчетных данных с теоретическими интегральные спектры диэлектрической проницаемости и объемных характеристических потерь электронов трех комплексов были разложены с помощью объединенных диаграмм Арганда на элементарные лоренцевские осцилляторы и определены их основные параметры (энергии E_i и силы f_i осцилляторов, полуширины H_i и высоты I_{\max}). На рис.1 приведены расчетные спектры отражения кристалла w-GaN (стрелками и цифрами обозначены особенности спектра 1). Теоретические и экспериментально-расчетные спектры обнаруживают очень хорошее согласие в интервале энергии $E < 8$ эВ. Спектр 1 содержит четыре основные полосы, причем третья имеет дублетную структуру. Пик №1 (3.47 эВ) имеет экситонную природу и, естественно, не проявляется в теоретическом спектре 3, полученном нами на основе спектра $\epsilon_2(E)$ без учета электронно-дырочного взаимодействия. В спектре 2 в области 3 – 6 эВ наблюдается пять полос, из которых только самый длинноволновый имеет аналог в экспериментально-расчетном спектре. При больших энергиях полоса №2 хорошо воспроизведена в спектре 2, а полоса №3 – в обоих теоретических спектрах, но без дублетной структуры, а ее интенсивность в теоретических кривых завышена в 1.4 раза. Для остальных особенностей кривой 1 наблюдаются заметные расхождения с теоретическими данными. Экспериментально-расчетный спектр с-GaN (кривая 1 на рис. 2) содержит аналоги четырех полос спектра R(E) гексагонального кристалла. При этом четвертая полоса спектра w-GaN не проявилась совсем. Все структуры в спектре с-GaN сдвинуты относительно своих аналогов в спектре w-GaN на 0.2 – 0.4 эВ в сторону коротких длин волн, при этом резкий максимум в спектре w-GaN при 7 эВ в спектре с-GaN проявился слабой ступенькой. В рассчитанном нами на основе спектра ϵ_2 работы [2] теоретическом спектре (кривая 2 на рис. 2) наблюдаются полосы №№ 3, 5. Однако полоса 5 сильно завышена по интенсивности относительно своего аналога в экспериментально-расчетном спектре. Кроме того, в спектре 2 проявляется дополнительная полоса около 3 эВ. Аналогичные особенности проявляются в спектрах других оптических функций. При этом максимумы спектров n и ϵ_1 смещены относительно максимумов полос спектра ϵ_2 в сторону меньших энергий, а спектров k , μ , $-\text{Im}\epsilon^{-1}$ в сторону больших энергий. Кроме того, спектры n и ϵ_1 имеют иное распределение интенсивностей полос: наиболее интенсивной оказалась самая длинноволновая полоса, а очень сильная в ϵ_2 полоса № 2 проявилась только как широкое плечо. В результате разложения интегральных спектров ϵ_2 работы [1] установлено 10 осцилляторов для кубического кристалла и 9 осцилляторов для гексагонального кристалла (таблица 1). Теоретические спектры были разложены на 12 (спектр работы [3]) и 11 (спектр работы [2]) компонент для w-GaN и на 12 (спектр работы [2]) для с-GaN. На основе зон работ [2, 5, 6] предложена возможная природа компонент разложения и локализация оптических переходов в зоне Бриллюэна для наиболее симметричных направлений. Анализ выделенных компонент показал, что большинство полос проявляются в спектрах обеих модификаций. Только две компоненты №№ 2' и 5' отсутствуют в спектре гексагональной фазы. Полосы с №№ 6, 7, 9 для с-GaN сдвинуты относительно компонент-аналогов для w-GaN в сторону больших энергий на 0.05 – 0.2 эВ, остальные компоненты смещены в длинноволновую сторону. Силы осцилляторов №№ 1, 2, 7 – 10 близки в двух вариантах разложения, т.е. не зависят от структуры кристалла. Осцилляторы №№ 1 – 5 проявляются только в теоретических спектрах,

рассчитанных с учетом многочастичных эффектов [3]. Полоса №6 обусловлена в основном переходами в точках направления ГА (6.2 эВ), № 7 – в точках направления LM (7 эВ), № 8 – ГМ (7.8 эВ), ГК (7.8 эВ), № 9 – ГМ (8.2 эВ), AL (8.5 эВ), № 10 – АН (9.5 эВ).

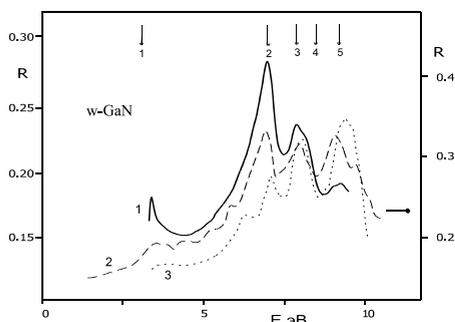


Рис. 1. Спектры отражения кристалла w-GaN, рассчитанные на основе экспериментального спектра ϵ_2 работы [1] (1) и теоретических спектров ϵ_2 работ [2] (3) и [3] (2)

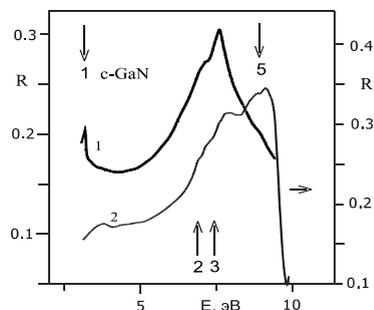


Рис. 2. Спектры отражения кристалла c-GaN, рассчитанные на основе экспериментального спектра ϵ_2 [1] (1) и теоретического спектра ϵ_2 [2] (2)

Таблица 1. Параметры компонент разложения экспериментальных спектров ϵ_2 работы [1] гексагонального (А) и кубического (В) GaN

№	А					В				
	E	H	f	I_{\max}	S	E	H	f	I_{\max}	S
1	3.43	0.36	3.33	1.55	0.85	3.22	0.24	3.69	1.05	0.38
2'	—	—	—	—	—	3.42	0.23	0.36	0.49	0.18
2	3.81	0.79	1.40	1.37	1.59	3.72	0.72	1.44	1.40	1.50
3	4.25	0.73	0.45	0.83	0.90	4.08	0.30	0.11	0.40	0.18
4	4.81	0.91	0.50	1.16	1.57	4.43	0.64	0.34	0.75	0.72
5	5.39	0.81	0.21	0.75	0.92	5.17	1.49	1.02	1.76	3.78
5'	—	—	—	—	—	5.82	0.79	0.23	0.94	1.12
6	6.17	1.57	0.95	2.48	5.67	6.36	0.87	0.37	1.89	2.46
7	6.85	0.85	0.43	2.90	3.71	6.92	0.82	0.42	2.96	3.69
8	7.87	1.17	0.31	1.96	3.43	7.44	0.80	0.32	2.87	3.50
9	8.02	1.3	0.25	0.95	3.23	8.14	1.18	0.26	1.90	3.38
10	9.37	2.00	0.50	2.21	6.49	9.20	1.71	0.39	2.24	5.68

Таким образом, в работе получена новая обширная информация об электронной структуре кубического и гексагонального кристаллов GaN, которая позволяет проводить более точные и корректные теоретические расчеты зон, спектров диэлектрической проницаемости, плотностей состояний. Показано, что учет электронно-дырочного взаимодействия в нитриде галлия улучшает согласие теоретических результатов с экспериментальными в области энергии 3 – 8 эВ.

Список литературы

- [1] Logothetidis S., Petalas J., Cordona M., Moustakas T. D. Phys. Rev. B. **50**, 18017 (1994).
- [2] Lambrecht W.R., Segall B. Mat. Res. Soc. Symp. Proc. **242**, 367 (1992).
- [3] Benedict L.X., Shirley E.L. Phys. Rev. B. **59**, 5441 (1999).
- [4] Соболев В.В., Немошкленко В.В. *Методы вычислительной физики в теории твердого тела*. Киев: Наукова думка, 1988. 424 с.
- [5] Yang Z., Xu Z. Phys.Rev.B. **54**, 17577 (1996).
- [6] Stampfl C., Van de Walle C.G. Phys. Rev. B. **59**, 5521 (1999).

СТРУКТУРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СВЕРХРЕШЕТОК AlGaIn/GaN ИМПЛАНТИРОВАННЫХ ИОНАМИ Er³⁺

Р.Н.Кютт, Н.А.Соболев, Г.Н.Мосина, В.В.Лундин

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, 194021, С-Петербург, Политехническая, 26.
r/kyutt@mail.ioffe.ru

Полупроводники, легированные редкоземельными ионами, являются перспективными материалами для создания эффективных светоизлучающих структур с узкой люминесцентной линией, интенсивность и положение которой не зависит от температуры. Недавно впервые было показано, что использование сверхрешеток (СР) AlGaIn/GaN позволяет повысить интенсивность фотолюминесценции имплантированных ионов Er³⁺ по сравнению с эпитаксиальными слоями GaN [1]. Для достижения максимальной интенсивности фотолюминесценции необходимо оптимизировать как параметры СР, так и условия постимплантационных отжига, в процессе которых происходит трансформация структурных дефектов и образование оптически активных центров.

Ионная имплантация в многослойные структуры может обладать рядом особенностей по сравнению с монокристаллами, что связано с существованием границ раздела и наличием слоев разного состава и плотности, поскольку как соотношение между электронным и ядерным торможением, так и число создаваемых радиационных дефектов зависит от материала мишени. Кроме того, процесс дефектообразования при внедрении ионов в сильнонарушенные кристаллы, каковыми являются слои нитридов, выращенные на сапфире, может отличаться от процессов в совершенном монокристалле.

Цель настоящей работы заключалась в детальном рентгенодифракционном исследовании эпитаксиальных слоев GaN-CP(AlGaIn/GaN)-GaN с различной толщиной и положением СР относительно глубины имплантации ионов Er.

Эпитаксиальные слои GaN-CP(Al_{0.26}Ga_{0.74}N/GaN)-GaN были выращены методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений на (0001) сапфировых подложках в одинаковых условиях [1]. Толщина отдельных слоев в СР составляла около 5-6 нм, число периодов было 7 и 15 для одной группы образцов (тонкие СР) и 150 для другой группы (толстые СР). Толщина верхнего слоя GaN для тонких СР равнялась 100 нм, для толстых СР он отсутствовал. Для сравнения также исследовались однослойные структуры GaN-сапфир с толщиной слоя 3 мкм. Ионы эрбия с энергией E=1 МэВ и дозой D=(1-3)×10¹⁵ см⁻² имплантировались при комнатной температуре. Рентгенодифракционные исследования проводились на трехкристальном дифрактометре с использованием CuK_α-излучения. Измерялись дифракционные кривые θ-2θ и θ-мод сканирования в разных геометриях дифракции. Дефектная структура изучалась на основе методики определения компонент микродисторсии из уширений рентгеновских рефлексов [2] и анализа формы дифракционных пиков.

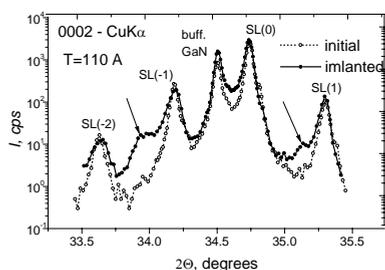


Рис.1. Дифракционная θ-2θ –кривая 0002-отражения для образца с толстой (150x(55/55)Å) сверхрешеткой до и после имплантации.

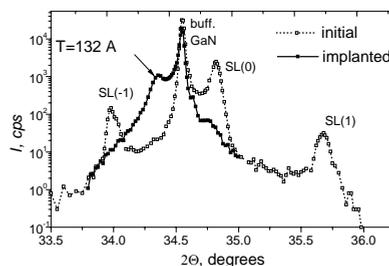


Рис.2. Дифракционная θ-2θ - кривая 0002-отражения для образца с тонкой (15x(60/60)Å) сверхрешеткой до и после имплантации.

После имплантации ионов Eg в одиночный эпитаксиальный слой GaN появляется нарушенный слой с большим параметром решетки, что является типичным для имплантации с дозами, меньшими порога аморфизации. Что касается CP , то их дефектная структура после имплантации зависит от соотношения толщины CP и глубины имплантации. Для образцов с толстыми CP с общей толщиной больше глубины имплантации дифракционные кривые показывают, что в зоне действия ионов периодическая структура сохраняется, однако ее средний параметр смещается в сторону больших значений (т.е. вблизи поверхности появляется деформированная сверхрешетка), при этом на большей глубине сохраняется прежняя структура (рис.1, стрелками указаны сателлиты от деформированной поверхностной CP). В случае тонкой сверхрешетки (толщиной меньше глубины пробега ионов), после имплантации с той же дозой периодическая структура исчезает, что говорит о состоянии, близком к аморфизации (рис.2). Это можно объяснить тем, что глубина локализации CP находится в области максимума радиационных нарушений. Появление дополнительного пика на дифракционной кривой (отмечен стрелкой на рис.2) обусловлено деформацией части буферного слоя GaN , попадающей на задний фронт пика радиационных нарушений.

Повторные дозы имплантации не ведут к увеличению уровня деформации в деформированном кристаллическом слое. Очевидно, радиационные дефекты не накапливаются из-за большой плотности дислокаций, являющихся стоком для образующихся при бомбардировке точечных дефектов. После отжига при $900C$ пики деформированных слоев пропадают, т.е. радиационные дефекты в них, очевидно, отжигаются. Однако периодическая структура в образцах с тонкой CP при данном режиме отжига не восстанавливается.

Дефектная структура исследованных образцов характеризуется большой плотностью прорастающих сквозь CP прямолинейных дислокаций винтового ($\rho = (3-6)10^8 \text{ cm}^{-2}$) и краевого ($\rho = (1.5-2)10^9 \text{ cm}^{-2}$) типа. Из анализа формы пиков θ -сканирования, аппроксимируемой функцией Войта, следует однако, что для отражения от имплантированного слоя доля лоренцевской составляющей больше, чем для отражения от недеформированного слоя (GaN или $CP AlGaN / GaN$) при равенстве гауссовского вклада. Это указывает на наличие диффузного рассеяния, вызванного образованием кластеров дефектов или дефектов упаковки в имплантированном слое, при неизменности дислокационной структуры.

Работа поддержана Президиумом РАН и ОФН (программы «Низкоразмерные квантовые структуры» и «Новые материалы и структуры»)

- 1 N.A.Sobolev et al. *Physica B* 340-342, 1108. (2003)
2. V.Ratnikov, R.Kyutt et al.. *J.Appl.Phys.*, 88, 6252 (2000)

PHOTOLUMINESCENCE, REFLECTANCE, STIMULATED EMISSION AND GAIN OF GaN EPITAXIAL LAYERS GROWN ON SILICON SUBSTRATE

E.V.Lutsenko^{1}, V.Z.Zubialevich¹, A.V.Danilchik¹, V.N.Pavlovskii¹, A.L.Gurskii¹, G.P.Yablonskii¹, T.Malinauskas², K.Jarašiūnas², K.Kazlauskas², A.Žukauskas², Y.Dikme³, H.Kalisch³, R.A.Jansen⁴, B.Schineller⁴, M.Heuken⁴*

1. Stepanov Institute of Physics NASB, F. Skaryna ave. 68 Minsk 220072, Belarus
(* e-mail: lutsenko@dragon.bas-net.by)
2. Institute of Materials Science, Vilnius University, Vilnius, Lithuania
3. Institut für Theoretische Elektrotechnik RWTH, Aachen, Germany
4. AIXTRON AG, Aachen, Germany

The growth of GaN layers and InGaN/GaN MQWs with laser quality on Si substrates requires an improved MOVPE technology using AlGaIn/AlN strain reducing layers [1, 2]. One of the attractive designs of strain-reducing layer stacks is using an AlN/GaN strained layer superlattice as a DBR.

The GaN layers grown on silicon utilising different layers between GaN and substrate, including the AlN/GaN DBR as well as the AlGaIn/AlN strain-reducing layers and the low temperature AlN interlayers were investigated. All samples were grown in an AIXTRON MOCVD reactor using TMGa, TEGa and TMAI as metalorganic sources, NH₃ hydride sources and H₂ and N₂ as carrier gases. Emissions of a CW He-Cd laser ($\lambda = 325$ nm, $I_{exc} = 1$ W/cm²) and a pulsed N₂ laser ($\lambda = 337.1$ nm, $I_{exc} = 1$ -1000 kW/cm²) as well as the third harmonic of YAG:Nd³⁺ laser ($\lambda=355$ nm, $I_{exc}=0.5$ -6 MW/cm²) were used for excitation in the temperature region of 10-300 K. Laser cavities with length L_c between 0.125 and 1.05 mm were fabricated by cleaving the samples. The net gain was measured by the variable stripe length method. For the time-resolved four-wave mixing (FWM) study we used a 25 ps pulse duration YAG:Nd³⁺ laser.

The laser quality GaN layers on the Si substrate were not obtained using only the low temperature AlN intermediate layers. It was necessary to grow at least one AlGaIn/AlN strain-reducing layer prior to the GaN epilayer growth to achieve laser action with a threshold value of 700 kW/cm² [1]. The laser action at optical excitation in the InGaN/GaN MQW heterostructures grown on this basis was observed up to $T = 150^\circ\text{C}$ with low value of characteristic temperature $T_0 \sim 85$ K [2]. The room temperature (RT) laser threshold (laser wavelength 438 nm) was ~ 300 kW/cm². An increase of the number of strain-reducing layer stacks promoted a further improvement of the active layer quality and, thus, a considerable reduction of the laser threshold at RT. The minimal value of the laser threshold of the InGaN/GaN MQW heterostructures with two strain-reducing layer stacks was 25 kW/cm² ($\lambda_{las} = 455$ nm).

It should be mentioned that the samples with AlGaIn/AlN layer stacks have good crystal quality and were crack-free. In fig. 1, a reflection spectrum of the GaN epilayer grown on Si (111) grown on an AlN/GaN DBR superlattice is shown. As seen from this figure, reflection in the blue spectral region is more than 80% over the whole surface of the sample.

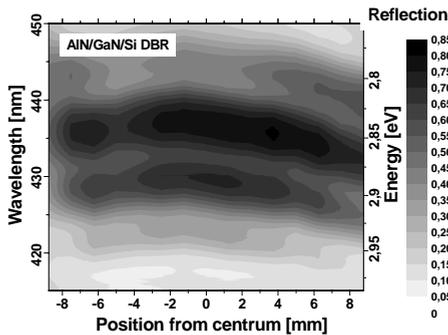


Fig. 1. Reflection spectra of GaN epilayer grown on AlN/GaN DBR superlattice on Si as a function of the lateral position on the wafer.

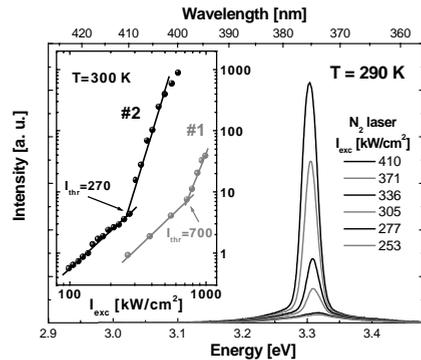


Fig. 2. Emission spectra of GaN epilayer grown on Si with AlN/GaN DBR from cavity edge as a function of excitation intensity.

Insert: laser threshold characteristics of GaN epilayers grown on Si with AlGaIn/AlN layer stacks (1), with AlN/GaN DBR (2).

The use of the DBR superlattice allowed significant reduction of the laser threshold in the GaN epilayer. In fig. 2, the spectra of emission from the cavity edge of the GaN epilayer grown on Si with AlN/GaN DBR for the blue spectral region are plotted in dependence on excitation intensity of the N₂ laser radiation. It is clearly seen from this figure and from the insert that the laser threshold at room temperature is 270 kW/cm². The transient measurements showed that for this sample the FWM decay time is 90 ps. For the sample with only AlGaIn/AlN layer stacks these values were 78 ps.

The investigation of the reflection spectra and PL at low temperatures showed that the strain caused by the lattice mismatch with Si substrate can be eliminated by the growth of an AlN/GaN DBR. In fig. 3, it is seen that the use of the AlN/GaN DBR calculated for the blue spectral region removes the strain caused by the substrate and leads to the shift of both PL and reflection spectra (curve 2) in the high-energy region of the spectrum, to the region where the spectra of GaN grown on sapphire are usually located (compressive stress). The use of the AlN/GaN DBR for the green spectral region leads to the less pronounced shift of PL and reflection spectra (curve 3) to the area where usually the spectra of homoepitaxial GaN are observed. Unfortunately, this complete relaxation was mainly via crack formation.

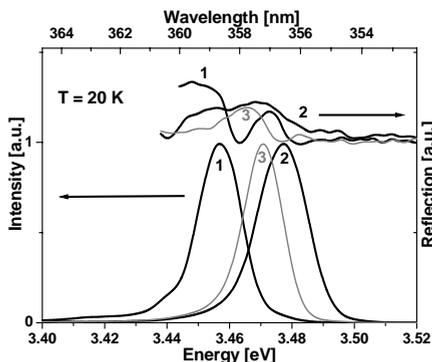


Fig. 3. PL and reflection spectra GaN epilayers with AlGaIn/AlN layer stacks (1); AlN/GaN DBR for blue (2) and for green (3) regions.

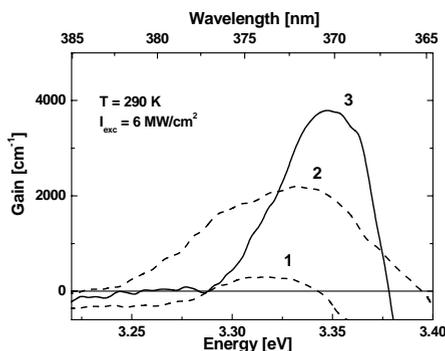


Fig. 4. Gain spectra at $I_{exc}=6 \text{ MW/cm}^2$ of the GaN epilayers (1) with AlGaIn/AlN layer stacks; AlN/GaN DBR for blue(2) and for green (3) region.

The results of the gain measurements by the variable stripe length method at room temperature under high ($\sim 6 \text{ MW/cm}^2$) intensities of excitation are shown in fig. 4. As one may see from this figure, the net gain of the GaN epilayers was 300 cm^{-1} and 2200 cm^{-1} for AlGaIn/AlN layer stacks (curve 1) and AlN/GaN DBR for the blue region (curve 2), respectively. In the case of the AlN/GaN DBR for the green region (curve 3) the value was measured to be 4000 cm^{-1} . Such high values of gain are only almost half the gain for homoepitaxial GaN [3].

The carrier lifetime measured by FWM was equal to 90 ps for heterostructures with AlN/GaN DBR for the blue region and 160 ps for structures with AlN/GaN DBR for the green region. The carrier diffusion length was 120 nm and 160 nm, correspondingly. Thus, the increase of the gain value in the GaN epilayer grown on Si with AlN/GaN DBR is related to the decrease of the concentration of non-radiative centres, i.e. to the increase of the carrier lifetime, and, consequently, of the carrier diffusion length.

It follows from these data that the use of an additional DBR type superlattice improves the main parameters of the upper GaN epilayer related to its radiative efficiency and lasing. The use of AlN/GaN DBR for the growth of light-emitting InGaIn/GaN MQW heterostructures will allow to reduce the laser threshold and to expand the spectral and temperature regions of laser operation, as well as to increase efficiency of the lasers and LEDs.

This work was supported by ISTC B-1043 and by BRFFR project.

- [1] G. P. Yablonskii, E. V. Lutsenko, V. N. Pavlovskii, V. Z. Zubialevich, A. L. Gurskii, H. Kalisch, A. Szymakowski, R. A. Jansen, A. Alam, Y. Dikme, B. Schineller, M. Heuken. Phys. Stat. Sol. (a). (2002). **192**, 54.
- [2] E. V. Lutsenko, V. N. Pavlovskii, V. Z. Zubialevich, A. I. Stognij, A. L. Gurskii, V. A. Hryshanau, A. S. Shulenkov, G. P. Yablonskii, O. Schoen, H. Protzmann, M. Luennenbuenger, B. Schineller, Y. Dikme, R. H. Jansen, M. Heuken. Phys. stat sol. (c). (2002). **0**, 272.
- [3] S. Jursenas, N. Kurilcik, G. Kurilcik, S. Miasojedovas, A. Zukauskas, T. Suski, P. Perlin, M. Leszczynski, P. Prystawko, I. Grzegory. Appl. Phys. Lett. (2004). **85**, 952.

НИЗКОПороГОВЫЕ ГОМОЭПИТАКСИАЛЬНЫЕ InGaN/GaN МКЯ ЛАЗЕРЫ С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ

Е.В.Луценко^{1}, А.В.Данильчик¹, В.З.Зубелевич¹, В.Н.Павловский¹, Г.П.Яблонский¹, V.Yu.Ivanov²,
M.Godlewski², P.Perlin³, M.Leszczynski³, T.Susk², S.Porowski³*

1. Институт физики НАН Беларуси им. Б.И. Степанова, пр. Ф.Скорины 68, Минск 220072, Беларусь
(* e-mail: lutsenko@dragon.bas-net.by)

2. Institute of Physics Polish academy of science, Al.Lotnikow 32/46, 02-668, Warsaw, Poland

3. Institute of High Pressure Physics Polish academy of science, Warsaw Poland

Гомоэпитаксиальный рост гетероструктур является одним из направлений снижения плотности дислокаций, количества безызлучательных центров, что позволяет снизить порог генерации и повысить эффективность и мощность InGaN лазеров [1].

В данной работе исследованы InGaN/GaN МКЯ лазеры, выращенные MOVPE на подложках GaN. Активная область лазеров состояла из стопы с пятью квантовыми ямами, содержащими 1% индия, волноводный слой образовывали слои GaN толщиной 100 нм, обкладками волновода служили верхний слой Al_{0,08}Ga_{0,92}N (360 нм), прикрытый тонким слоем GaN, и нижняя 120 периодная GaN/Al_{0,15}Ga_{0,85}N (~2.5 нм/2.5 нм) сверхрешетка. Возбуждение генерации лазеров с длиной резонатора 100 – 500 мкм осуществлялось полоской шириной 150 мкм излучения импульсного азотного лазера ($\lambda=337.1$ нм, $\tau_n=10$ нс, $\nu=1000$ Гц), сфокусированного цилиндрической линзой в интервале плотностей мощности 5–200 кВт/см². Спектрально-угловое распределение излучения исследовалось с помощью волоконно-оптической системы. Отрицательные углы соответствовали направлению в сторону подложки.

Лазеры имели ярко выраженный порог генерации с четкой модовой структурой. Полуширина отдельных спектральных мод лазерного излучения находилась в пределах 0.2-0.1 нм. Излучение генерации имело ТЕ поляризацию. Минимальный порог генерации составил величину 11 кВт/см² при комнатной температуре. На рисунке 1 представлены спектры излучения с торца резонатора зависимости от интенсивности возбуждения. Как видно из рисунка, при накачках порядка 9 кВт/см², что меньше порога генерации, уже отчетливо видна трансформация спектра излучения за счет усиленной люминесценции. Рисунок 2 представляет энергию генерации в зависимости от интенсивности возбуждения при комнатной температуре. При плотности мощности возбуждения порядка 70 кВт/см² импульсная мощность лазера достигала 3 Вт.

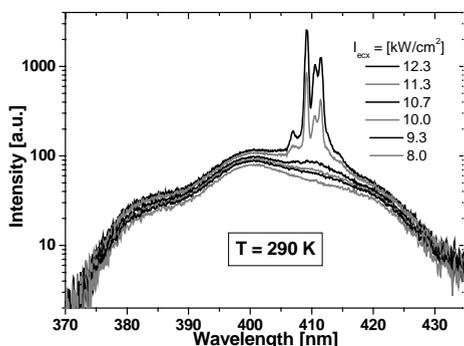


Рис. 1. Спектры излучения с торца резонатора в зависимости от интенсивности возбуждения

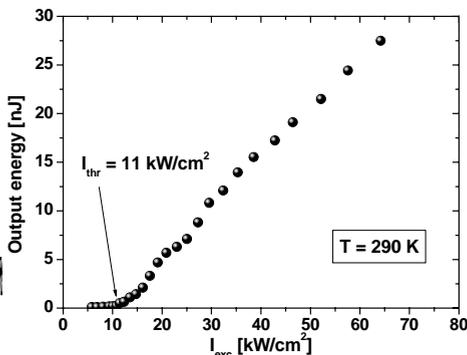


Рис. 2. Энергия генерации в зависимости от интенсивности возбуждения

Генерация была получена в спектральном интервале 392 – 402 нм. На рисунке 3 представлены спектры генерации нескольких образцов. Генерация осуществлялась на фундаментальной моде волновода. Рисунок 4 иллюстрирует спектрально угловое распределение в дальнем поле генерации в плоскости перпендикулярной плоскости гетероструктуры. Как видно из рисунка, модовая структура излучения, обусловленная продольными модами, не меняется от угла регистрации. Это свидетельствует том что генерация реализуется на одной поперечной моде. Дальнее поле генерации имеет максимум в плоскости гетероструктура и интенсивность излучения плавно уменьшается при увеличении угла регистрации. Такое дальнее поле генерации может быть обусловлено излучением

фундаментальной моды волновода. Расходимость излучения составляет порядка 30 градусов, что обусловлено малыми размерами волноводного слоя.

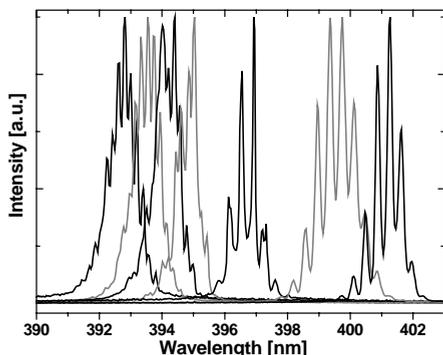


Рис. 3. Спектры генерации при комнатной температуре

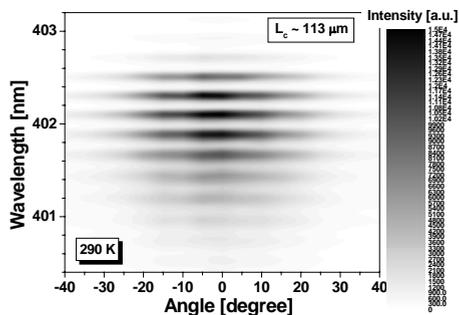


Рис. 4. Спектрально угловое распределение интенсивности в дальнем поле генерации

Наличие четко выраженной модовой структуры спектров генерации позволило определить групповой показатель преломления волновода лазера. На рисунке 5 представлен спектр генерации при плотности мощности возбуждения вблизи порога генерации. На вставке рисунка 5 дается зависимость межмодового расстояния от длины волны излучения, полученная из данного спектра генерации. Видно, что межмодовое расстояние слабо зависит от длины волны и имеет величину около 0.21 нм для резонатора длиной 113 мкм, что соответствует групповому показателю преломления волновода 3.43.

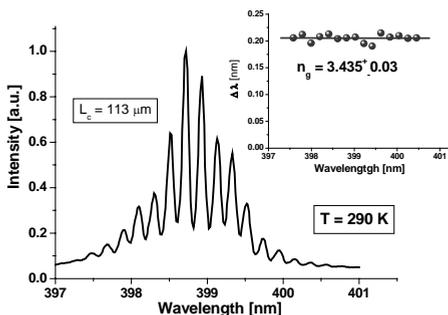


Рис. 5. Спектр генерации образца с резонатором 113 мкм при уровнях возбуждения вблизи порога генерации. Вставка: межмодовое расстояние от длины волны излучения

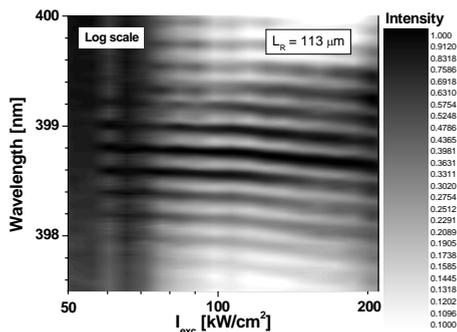


Рис. 6. Спектры излучения образца с резонатором 113 мкм в зависимости от интенсивности возбуждения

Положение продольных мод волновода зависит от уровня возбуждения. На рисунке 6 представлен модовый состав генерации от интенсивности возбуждения. Ясно видно, что с увеличением плотности мощности возбуждения продольные моды резонатора смещаются в коротковолновую область спектра. Такое поведение обусловлено уменьшением группового показателя преломления волновода с увеличением накачки, что вызвано уменьшением показателя преломления за счет увеличения плазменной частоты колебаний с повышением концентрации носителей заряда при увеличении накачки.

Работа выполнена при частичной поддержке белорусско-польского проекта “Luminescent and laser properties of GaN based quantum dimensional heterostructures”.

[1] V.Yu. Ivanov, Godlewski, H. Teisseyre, P. Perlin, R. Czernecki, P. Prystawko, M. Leszczynski, I. Grzegory, T. Suski, S. Porowski. Appl. Phys. Lett., **81**, 3735 (2002).

ИССЛЕДОВАНИЕ ИНЖЕКЦИИ НОСИТЕЛЕЙ В InGaN/GaN СВЕТОДИОДАХ И РОЛЬ УТЕЧЕК В ВАХ И ЭФФЕКТИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ.

*Д.С. Сизов, Г.А. Онушкин, В.С. Сизов, Г.А. Михайловский, А. М. Аракчеева, Е. Е. Заварин,
В. В. Лундин, А. Ф. Цацульников, Н. Н. Леденцов*

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

A. Suchodolskis, A. Hallen,

Royal Inst. of Techn., Dept. of Electronics, Electrum 229, SE 16440 Kista, Sweden;

Значительный прогресс в создании светодиодов видимого диапазона позволил повысить квантовую эффективность до 35% [1]. Квантовая эффективность сильно изменяется с изменением тока накачки, и ее пиковое значение соответствует различным значениям тока в зависимости от устройства структуры. Типичное уменьшение эффективности с увеличением тока накачки выше данной точки максимальной эффективности связывается с безызлучательной рекомбинацией носителей инжектировавших за активную область [2]. В то же время малоизученными остаются факторы, обуславливающие понижение квантовой эффективности в пределе малых токов. Кроме того, в вопросе о механизме инжекции носителей в активную область также нет ясной картины. Продемонстрирована возможность туннельно – рекомбинационного механизма и его преобладание в излучении света при малых токах накачки [3]. Типичные ВАХ для светодиодов видимого диапазона демонстрируют экспоненциальную зависимость прямой ветви с температурно – независимым показателем экспоненты что тоже связывается с туннельными процессами при инжекции носителей в область р-п – перехода [4,5]. В настоящей работе с помощью измерений ВАХ, электролюминесценции (ЭЛ) и атомно – силовой микроскопии АСМ исследовались механизмы протекания тока через р-п – переходы светодиодов видимого диапазона.

Структуры выращивались на установке Aix2000HT на сапфировых подложках и содержали активную область, состоящую из пяти слоев InGaN толщиной 3 нм, разделенных барьерами GaN толщиной 7 нм. Над активной областью также выращивался слой AlGaIn толщиной 20 нм для предотвращения утечки электронов в р- область структуры [2]. Активная область была заключена между буферным слоем n-типа легированным кремнием и слоем р-типа, легированным магнием.

На рис. 1 представлены зависимости интенсивности ЭЛ от приложенного смещения, а также ВАХ при температурах выше и ниже комнатной. При этом в данном диапазоне напряжений на спектрах не разрешался длинноволновый пик соответствующий туннельно-рекомбинационным переходам [3].

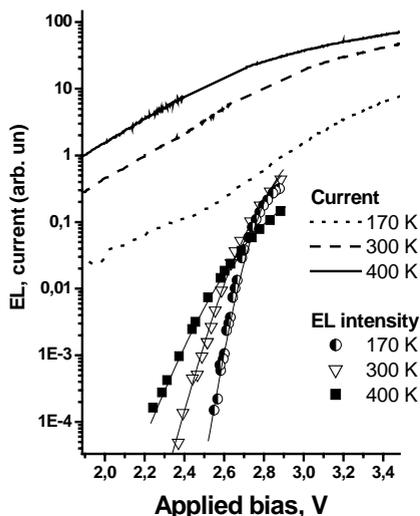


Рис.1 ВАХ и зависимости интенсивности ЭЛ от приложенного внешнего смещения.

Как видно из зависимостей ЭЛ, интенсивность подчиняется экспоненциальному закону $\exp(U/\beta)$ где β близко к $1.7k_B T$. В то же время ВАХ также подчиняются экспоненциальному закону, но в этом случае β оказывается равным 250 мэВ и не зависит от температуры [4,5]. Для ряда исследованных нами структур зависимости интенсивности излучения от приложенного смещения аналогичны зависимостям представленным на рис.1 с параметром β лежащим, как правило, в диапазоне от $1.15 k_B T$ до $1.7 k_B T$. Различные зависимости для излучательной рекомбинации и общего тока позволяют предположить что наряду с инжекцией на излучательные уровни активной области, которая подчиняется закону Шокли-Са-Нойса с рекомбинацией в области объемного заряда (при этом мы не исключаем и наличия безызлучательной рекомбинации при такой инжекции, но она не изменяет характера зависимости в полулогарифмическом масштабе) существует некоторая другая инжекция, характеризующаяся только безызлучательной рекомбинацией и более сильной интенсивностью тока при малых смещениях. Тщательный подбор параметров роста как буферного слоя, так и

активной области позволил нам подавить последний эффект, и тем самым существенно повысить эффективность светодиодов при малых токах накачки. Важно отметить, что наилучшие результаты для ВАХ получались при оптимизации роста активной области. В этом случае значение β для ВАХ при комнатной температуре оказывалось близко к $2k_B T$ и меньше при температуре выше комнатной, что означает доминирование излучательной компоненты тока.

Действительно, на ВАХ таких структур наблюдалась зависимость значения β от температуры. Величину тока, соответствующую максимуму эффективности удалось понизить до 500 мкА

Отсутствие температурной зависимости показателя экспоненты может быть объяснено туннельными эффектами при смещении до 2.5 вольт, связанными с наличием глубоких уровней в запрещенной зоне в области объемного заряда. В частности, это может быть связано с наличием прорастающих дислокаций и доменных стенок типичных для роста на сапфировых подложках [6]. По нашим данным, характерные размеры доменов составляют единицы микрон. В этом случае протекание тока при малых напряжениях смещения должно быть локализовано вблизи этих дефектов. Для выявления пространственной неоднородности данных безызлучательных токовых утечек нами измерялся ток с пространственным разрешением при помощи АСМ в режиме измерения тока с фиксированным напряжением смещения. На рис. 2 представлена сканированная карта протекания тока при положительном смещении 2.5 вольта. Как видно из рис. 1, при таком напряжении излучательная компонента тока пренебрежимо мала по сравнению с утеченной. Светлый контраст на рис.2 соответствует большим значениям тока. Как видно из рис. 2, не наблюдается каких – либо заметных локальных областей с повышенной интенсивностью утеченного тока с линейными размерами или дистанцией порядка микрона. Участки с пониженной интенсивностью тока, как мы полагаем, соответствуют морфологическим впадинам и как следствие ослабленным механическим контактам проводящей иглы с поверхностью (что согласуется с данными сканирования рельефа поверхности структуры). Аналогичная картина наблюдалась для структур с неоднородной инжекцией носителей [7] и при напряжениях смещения до 3 В. Таким образом, мы полагаем, что за утеченный ток безызлучательной рекомбинации отвечают не неоднородности инжекционного барьера в р-п переходе и не крупные дефекты, которые нарушают р-п переход. Однородный характер протекания утеченного тока указывает на то, что он связан с дефектными состояниями в запрещенной зоне внутри области объемного заряда (дислокаций или точечных дефектов) и протекание тока вероятно осуществляется посредством туннельных переходов через эти состояния.

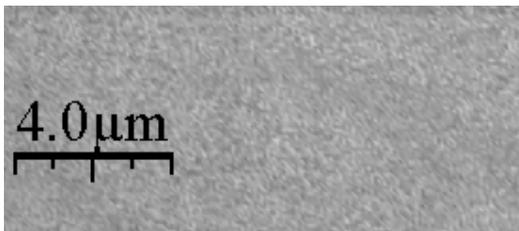


Рис.2 Карта протекания тока через р-п переход при положительном смещении.

Благодарности

Данная работа была поддержана РФФИ а также фондом NOCDAD.

- [1] T. Mukay et al, Proceedings of 5th International Conference on Nitride Semiconductors, May 25-30, 2003, Nara, Japan.
- [2] M. Hansen, J. Piprek, P. M. Pattison, J. S. Speck, S. Nakamura, S. P. DenBaars, Appl. Phys. Lett. **81** (22) 2002
- [3] В.Е.Кудряшов, К.Г.Золн, А.Н.Туркин, А.Э.Юнович, А.Н.Ковалев, Ф.И.Маняхин ФТП, 1997, том 31, выпуск 11
- [4] С.С.Мамакин, А.Э.Юнович, А.Б.Ваттана*, Ф.И.Маняхин, ФТП, 2003, том 37, выпуск 9
- [5] H. C. Casey at all Appl. Phys. Lett. **68** p2867 (1996)
- [6] Н.М. Шмидт и др. Всероссийская конференция “Нитриды индия, галлия, алюминия: структуры и приборы” Москва 2004г.
- [7] Д.С.Сизов, В.С.Сизов, Е.Е.Заварин, В.В.Лундин, А.В.Фомин, А.Ф.Цацульников, Н.Н.Леденцов, ФТП, 2005, том 39, выпуск 2

ОБ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ НИТРИДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР

К.А.Булашевич^{1,2}, С.Ю.Карпов², Р.А.Сурис¹*

¹ Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, 194021 С.-Петербург, Политехническая 26
² ООО “Софт-Импакт”, 194156 С.-Петербург, пр. Энгельса 27, а/я 83 (* e-mail: kirill@softimpact.ru)

Фотолюминесценция является одним из основных методов экспресс-диагностики гетероструктур, предназначенных для создания оптоэлектронных приборов. В случае традиционных соединений A^3B^5 он основывается на глубокой корреляции между спектрами фото- и электролюминесценции. На практике для фотолюминесцентных измерений обычно используются не сами приборные гетероструктуры, а их упрощенные модификации, либо не содержащие р-п перехода, либо вообще нелегированные. В случае нитридов III группы замена приборных структур тестовыми может привести к качественно иному распределению встроенных электрических полей из-за сильной спонтанной поляризации и пьезоэффекта, присущего данным полупроводникам. Тем самым, поведение спектров фотолюминесценции тестовых и электролюминесценции приборных структур может существенно различаться, и для корректной интерпретации экспериментальных данных необходимо детальное понимание того, насколько различие структур влияет на протекающие в ней излучательные процессы.

На Рис. 1 схематически показаны профили зоны проводимости для одноямной и многоямной гетероструктур с различными типами легирования: низким (фоновым) легированием n-типа, высоким уровнем легирования n-типа, а также для р-п перехода светодиодной структуры. Для одноямной структуры при низком уровне легирования поле в барьерах пренебрежимо мало, в то время как поле в квантовой яме максимально и равно $\sigma/\epsilon\epsilon_0$, где σ – поверхностная плотность заряда на интерфейсах квантовой ямы. С увеличением уровня легирования происходит заметное перераспределение поля: в области пространственного заряда за пределами ямы оно увеличивается, а в квантовой яме уменьшается. Соответственно, энергия перехода между основными уровнями энергии электронов и дырок увеличивается. Наконец, в светодиодной структуре поле р-п перехода направлено против поля поверхностных зарядов, что приводит к еще большему ослаблению поля в квантовой яме по сравнению с сильно легированной структурой.

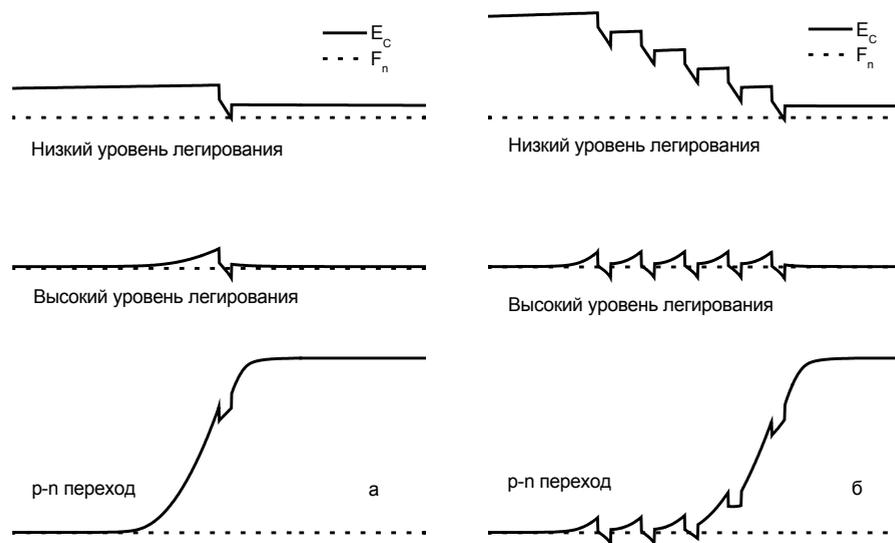


Рис. 1. Край зоны проводимости (сплошная кривая) и уровень Ферми (пунктир) для одноямной (а) и многоямной (б) гетероструктур с различным типом легирования.

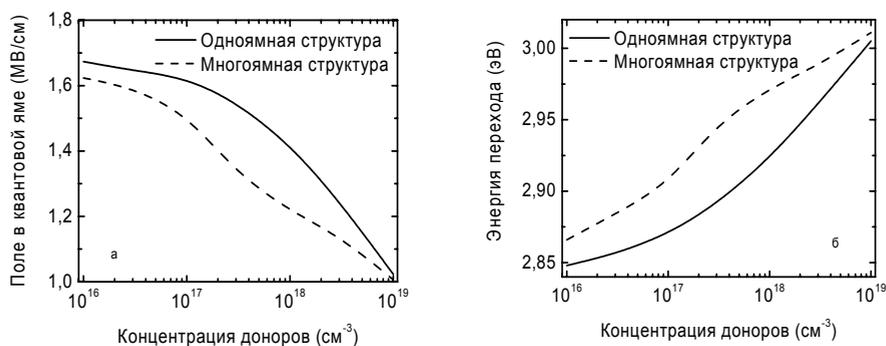


Рис. 2. Зависимость поля в квантовой яме (а) и энергии перехода (б) от уровня легирования для одноямной (сплошная кривая) и многоямной (пунктир) $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}/\text{GaN}$ гетероструктур.

На Рис. 2 приведена зависимость среднего поля в квантовой яме и энергии перехода от уровня легирования для $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}/\text{GaN}$ гетероструктур. Зонная диаграмма рассчитывалась путем самосоглосованного решения уравнений Пуассона и Шредингера, а под средним полем понималось падение потенциала на квантовой яме, отнесенное к ее толщине.

Для многоямных структур при низком уровне легирования ситуация аналогична одноямному случаю – поле в квантовых ямах максимально, а в барьерах мало. С увеличением уровня легирования поле в квантовых ямах убывает, причем характер убывания зависит также от толщины барьеров. Начиная с некоторого уровня легирования зонная диаграмма приобретает квази-периодический характер, и дальнейшее увеличение легирования приводит лишь к незначительному перераспределению поля между квантовыми ямами и барьерами, а также к сужению областей пространственного заряда у крайних ям. Следует отметить, что в многоямных светодиодных структурах электрическое поле меняется от ямы к яме в силу различного их положения в области р-п перехода. Если при этом ширина активной области больше ширины области пространственного заряда с n-стороны перехода, то форма первых квантовых ям такая же, как она была бы при однородном легировании n-типа (предполагается, что смена типа легирования происходит в конце последней квантовой ямы).

Другим фактором, который, по нашему мнению, следует учитывать при интерпретации спектров фотолюминесценции для многоямных структур, является изначально неоднородное распределение носителей в квантовых ямах. Рис. 1 показывает, что при низком фоновом уровне легирования концентрация электронов в правой квантовой яме много больше, чем в остальных. Таким образом, можно предположить, что при низком уровне накачки в спектрах фотолюминесценции регистрируется сигнал только от правой квантовой ямы. Для светодиодных структур, наоборот, основной вклад следует ожидать от левых квантовых ям, где изначально присутствует значительная концентрация электронов. При высоких плотностях накачки с энергией кванта, превышающей ширину запрещенной зоны барьеров, распределение интенсивности между квантовыми ямами будет определяться диффузией носителей из эмиттеров к активной области и их захватом в квантовые ямы. Подробное рассмотрение такой задачи выходит за рамки доклада, однако можно предположить, что исходное различие в положении квантовых ям в области р-п перехода скажется и в этом случае.

Приведенный анализ зонных диаграмм при малых уровнях фонового легирования сделан в предположении о том, что толщина последнего барьера достаточно велика, чтобы вдали от активной области выполнялось условие электронейтральности. Иными словами, предполагается, что толщина последнего барьера больше ширины области пространственного заряда, которая была бы в случае бесконечно длинного барьера. В то же время достаточно часто фотолюминесцентные измерения проводят на нелегированных структурах с довольно коротким (10-50 нм) последним слоем. В докладе обсуждается, как в этом случае электрические свойства поверхности влияют на распределение поля в структуре, и, следовательно, спектр фотолюминесценции.

ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ НА СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ В СТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ НА ОСНОВЕ InGaN/GaN.

А.В.Иванов^{1*}, В.В. Криволапчук², В.В. Лундин², М.М. Мездрогина².

1. *С-ПГТУ Санкт-Петербург, Россия (vlad.krivol@mail.ioffe.ru)

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

Интенсивные исследования гетероструктур с квантовыми ямами на основе InGaN/GaN привели к созданию ряда светоизлучающих приборов на их основе, широко используемых в настоящее время. Для увеличения эффективности работы данных приборов необходимо оценить эффективность транспорта неравновесных носителей заряда, обусловленного наличием различных дефектов, примесей и их неоднородным пространственным распределением.

Измерение степени поляризации при варьировании параметров измерения позволяет найти корреляцию между параметрами излучения квантово-размерных структур, степенью пространственной неоднородности состава (являющегося источником возникновения точечных дефектов и, вероятно, обусловленных ими пьезополей).

Целью данной работы является исследование влияния интенсивности возбуждения фото и электролюминесценции, температуры измерения на степень поляризации в структурах с квантовыми ямами на основе InGaN/GaN.

Измерения спектров фотолюминесценции (ФЛ), оценка величины ширины на полувывоте линии излучения (FWHM) при возбуждении He-Cd (3250Å), импульсным N₂ (3371Å), измерения время-разрешенных спектров, как и измерения спектров электролюминесценции (ЭЛ) производились при T=300K и T=77K.

В качестве объекта исследования были выбраны структуры с квантовыми ямами на основе InGaN/GaN, у которых длина волны в максимуме излучения была одинакова в спектрах ФЛ и ЭЛ вне зависимости от интенсивности возбуждения.

При максимальной интенсивности возбуждения N₂ лазером T=77K спектр ФЛ (излучение из области ям $\lambda_{\text{max}} = 4750 \text{ Å}$) представляет собой широкую линию с FWHM=180 meV. При возбуждении He-Cd лазером максимальная интенсивность излучения из области ям совпадает с линией излучения при возбуждении N₂ лазером (2,62eV, 2,51eV), а FWHM=180 meV

Уменьшение интенсивности возбуждения приводит лишь к уменьшению интенсивности излучения, без существенных изменений и совпадает с линией максимального излучения ЭЛ. При T=77K – изменение интенсивности возбуждения имеет сублинейную зависимость, как в ЭЛ. При T=300K – зависимость интенсивности излучения от интенсивности возбуждения имеет немонотонную зависимость. Степень поляризации плавно уменьшается при увеличении интенсивности возбуждения.- при максимальное значение не превышает 15% при минимальном возбуждении, при максимальном- лежит в пределах точности измерений, т.е. не более 3%. Для спектров ЭЛ- зависимость интенсивности излучения от величины внешнего поля при T=77K резко отличается от зависимости при T=300K. Изменение степени поляризации при увеличении интенсивности возбуждения ЭЛ имеет немонотонный характер с максимумом при U=7V (12%), при дальнейшем увеличении силы тока величина степени поляризации, как и в ФЛ, уменьшается (2-3%).

При T=300K зависимость интенсивности излучения не монотонно увеличивается с увеличением интенсивности возбуждения на участке с малой величиной тока интенсивность излучения плавно увеличивается, поскольку, вероятно, основная часть возбуждения идет в безызлучательный канал. Лишь после насыщения этого канала при увеличении тока наблюдается резкий рост интенсивности излучения. При 77K – сублинейная зависимость и интенсивность ее меньше, чем при T=300K.

На основании результатов, полученных в данной работе, можно сделать вывод о том, что в достаточно совершенных структурах с квантовыми ямами на основе InGaN/GaN длина волны излучения не зависит от интенсивности возбуждения как в ФЛ, так и в ЭЛ, а величина степени поляризации не превышает 15-16% при минимальном уровне возбуждения ФЛ, и 10%. в ЭЛ – т.е. величина степени поляризации меньше.

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

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ В СТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ НА ОСНОВЕ InGaN/GaN.

В.В.Криволапчук, М.М.Мездрогина, В.В.Лундин*

ФТИ РАН, Санкт-Петербург, Политехническая 26, Россия, vlad.krivol@mail.ioffe.ru

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию процессов излучения в структурах с квантовыми ямами на основе соединений InGaN/GaN, широко используемых для создания эффективных светодиодов на различные длины волн видимой области спектра. Интенсивные исследования квантово-размерных структур (MQW) на основе III-V соединений, таких как InGaN/GaN, в течение последних лет показали, что основной проблемой получения приборов с высокими значениями величины квантового выхода излучения, является большая величина плотности и неоднородности пространственного распределения локализованных состояний, формирующих сложный потенциальный рельеф. Случайный потенциал обусловлен как флуктуациями толщины в пределах одного-двух монослоев квантовых ям и барьеров, так и электрическим полем примесей в барьерах и флуктуациями состава твердого раствора (InGaN). Следует ожидать, что характеристики спектров фото (PL) – и электро (EL) – люминесценции в различных образцах обусловлены особенностями заселения и высвобождения локализованных состояний в каждом конкретном образце. На основании анализа эволюции время-разрешенных спектров ФЛ и ЕЛ, впервые удалось экспериментально наблюдать коррелированное поведение встроенных электрических полей и долгоживущих локализованных состояний, а также их влияние на формирование излучения в квантовых ямах на основе III-нитридов [1].

Целью данной работы является определение особенностей транспорта неравновесных носителей заряда, обусловленного наличием различных неоднородностей связанных с флуктуациями состава InGaN и влиянием этих факторов на характеристики спектров излучения структур с MQW на основе III-нитридов.

Для решения поставленных задач проводились исследования характеристик спектров излучения в зависимости от интенсивности возбуждения (PL), тока инжекции (EL) и температуры измерения. Обнаружено, что излучение из области квантовых ям при определенных условиях эксперимента линейно поляризовано. Величина (степень) и характер изменения линейной поляризации (P_{lin}) зависит от величины накачки, температуры и геометрии измерения (угла- ϕ между направлением роста и оптической осью спектрометра) и является характеристикой конкретного образца. При различных температурах (77 и 300)К эволюция P_{lin} в зависимости от тока существенно отличается. Величина линейной поляризации P_{lin} при $T=300$ К плавно уменьшается при увеличении накачки, а при $T=77$ К P_{lin} имеет немонотонный характер, причем при одинаковых значениях тока $P_{lin}(300K) > P_{lin}(77K)$. Различное температурное поведение P_{lin} можно объяснить тем, что при низкой температуре увеличивается локализация носителей, принимающих участие (в том числе) в формировании линии излучения. В таком случае наличие P_{lin} и ее различное температурное поведение указывает на существование макроскопической анизотропии пространственного распределения локализованных состояний [2]. Зависимость величины P_{lin} от тока накачки свидетельствует о заметном вкладе эффектов протекания, характерных при наличии флуктуаций состава твердого раствора [3], в формирование линии излучения структур с квантовыми ямами InGaN/GaN.

Таким образом, показано, что важными фактором определяющими излучение в структурах с квантовыми ямами InGaN/GaN являются неоднородности материала, анизотропно распределенные в пространстве.

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН “Низкоразмерные квантовые структуры”.

1. В.В. Криволапчук, М.М. Мездрогина, ФТТ, **47**, с.1338, (2005)
2. П.П. Феофилов //Поляризованная люминесценция атомов, молекул и кристаллов//, Гос. Изд.Ф-М Литературы, Москва 1959 год
3. S. Permogorov, A. Reznitsky, S. Verbin, V. Lysenko, Solid St.Comm., **47**, с.5, (1983)

МИКРО-ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ СТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ GaN В МАТРИЦЕ AlN, СИНТЕЗИРОВАННЫМИ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ

К.С.Журавлев^{1}, Д.Д.Ри¹, В.Г.Мансуров¹, П. Паиков², П.-О.Хольми²*

¹ Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Лаврентьева 13
эл. почта: zhur@thermo.isp.nsc.ru

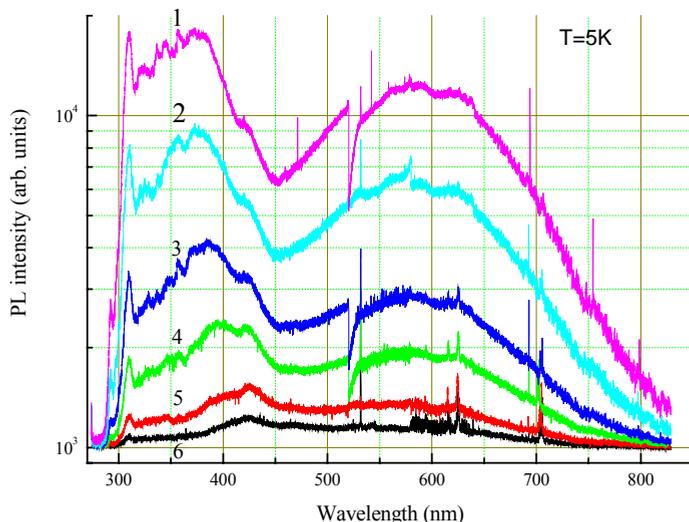
² Университет Линчопинга, S-581 83 Линчопинг, Швеция
эл. почта: poh@ifm.liu.se

Оптические свойства структур с квантовыми точками (КТ) GaN в матрице AlN активно исследуются в последние несколько лет. Тем не менее, детальные исследования оптических свойств этих структур необходимы с точки зрения фундаментальной физики атомноподобных систем и с точки зрения практического применения в светоизлучающих и фотоприемных приборах видимого и ультрафиолетового диапазона. Интерес к структурам GaN/AlN КТ обусловлен тем, что сильное встроенное электрическое поле (до 7 МВ/см), направленное вдоль оси роста структур, вызванное спонтанной и пьезоэлектрической поляризацией материала КТ, выращенных в фазе вюрцита, существенно изменяет их оптические свойства. Из-за квантового эффекта Штарка энергия оптического перехода между основными уровнями в КТ понижается, в результате чего в КТ с большими размерами энергия рекомбинационного излучения может даже находиться ниже края запрещенной зоны объемного GaN. Экранируя это электрическое поле носителями заряда, можно изменять энергетический спектр КТ и, соответственно, спектр эмитируемого света. Полностью электрическое поле в GaN КТ экранировать свободными носителями заряда, скорее всего не удастся, поскольку при локализации двух и более электронно-дырочных пар в одной КТ начинается Оже-рекомбинация. Теоретические расчеты, проведенные в работе [1], показывают, что экранирование встроенного электрического поля двумя парами свободных носителей заряда приводит к смещению линии фотолюминесценции (ФЛ) GaN одиночной КТ только на несколько десятков миллизектронвольт. В то время как линия нестационарной ФЛ GaN КТ при комнатной [2] и гелиевой [3] температурах смещается более, чем на 1 эВ. Объяснить такое большое смещение линии ФЛ только экранированием встроенного электрического поля в одиночной КТ, очевидно, нельзя. Такое смещение может быть связано с одновременной регистрацией излучения от большого ансамбля КТ, рекомбинационных свойства которых сильно зависят от их размера. Для выяснения фундаментальных оптических свойств, механизмов релаксации и рекомбинации неравновесных носителей заряда в GaN/AlN КТ необходимо изучить ФЛ одиночных КТ.

С этой целью в данной работе исследовалась микро-фотолюминесценция (микро-ФЛ) гексагональных GaN/AlN КТ.

Структуры с одним или несколькими слоями КТ GaN в матрице AlN были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии. В качестве источника активного азота использовался аммиак. На подложке (0001) сапфира выращивался буферный слой AlN толщиной ≥ 100 нм, затем на гладкой поверхности AlN формировался слой КТ GaN. Формирование КТ наблюдалось в процессе роста методом дифракции быстрых электронов. После этого КТ покрывались слоем AlN толщиной около 100 нм. В структурах с несколькими слоями КТ эта процедура повторялась несколько раз. Типичная плотность КТ составляла порядка 10^{10} см⁻². При исследовании микро-ФЛ лазерный луч фокусировался в пятно диаметром 1.5 мкм. Максимальная мощность лазерного излучения с $\hbar\omega = 4.66$ эВ равна $P_0 = 5$ мВт.

В спектре низкотемпературной микро-ФЛ структур с одиночным слоем КТ было обнаружено несколько УФ линий и широкая полоса с максимумом около 2 эВ. Относительная интенсивность УФ ФЛ линий зависит от положения лазерного пятна на поверхности образца и варьируется от образца к образцу. Ширина наиболее узкой УФ линии ФЛ равна 20 мэВ. При повышении температуры измерений от 5 до 300К интенсивность УФ линий уменьшалась примерно в 10 раз. При этом интенсивность высокоэнергетических линий уменьшалась наиболее значительно, что приводило к красному смещению УФ части спектра. Отдельные УФ линии незначительно смещались в низкоэнергетическую сторону с температурой. Общий красный сдвиг УФ ФЛ наблюдался также при понижении мощности возбуждения. Этот красный сдвиг связан с нелинейной зависимостью интенсивности УФ линий от мощности возбуждения: интенсивность высокоэнергетических УФ линий сверхлинейно, а низкоэнергетических УФ линий сублинейно изменяется с мощностью возбуждения.



Спектры микро-фотолюминесценции структуры с одиночным слоем GaN квантовых точек в матрице AlN, измеренные при $T=5\text{K}$ и различной мощности лазерного возбуждения (1 – P_0 , 2 – $0,5P_0$, 3 – $0,16P_0$, 4 – $0,07P_0$, 5 – $0,02P_0$, 6 – $0,007P_0$).

Наиболее интересным является тот факт, что энергетическое положение отдельных линий ФЛ не зависит от мощности возбуждения. Мы не обнаружили ФЛ дефектов в AlN слоях без КТ, выращенных в тех же условиях и наблюдали слабую узкую линию на 1.75 эВ от подложки сапфира. В спектрах структур с несколькими (до 10) слоями КТ также наблюдалось несколько линий ФЛ, при этом их ширина была в несколько раз больше, а интенсивность ФЛ на несколько порядков величины выше, чем в структурах с одним слоем КТ.

Мы связываем отдельные линии ФЛ с рекомбинацией в нескольких подгруппах КТ с различными размерами. Различная зависимость интенсивности ФЛ от температуры и мощности возбуждения есть следствие конкуренции каналов излучательной и безызлучательной рекомбинации в КТ. В «малых» КТ с малым временем жизни неравновесных носителей заряда насыщается канал безызлучательной рекомбинации, а в «больших» КТ, имеющих большее время жизни неравновесных носителей заряда из-за встроенного электрического поля, первым насыщается излучательный канал, что приводит к сублинейной зависимости интенсивности УФ линий от мощности возбуждения. Отметим, что отсутствие сдвига отдельных линий ФЛ с мощностью возбуждения свидетельствует о незначительном экранировании встроенного электрического поля в GaN/AlN КТ.

Работа поддержана РФФИ (грант #05-02-16901).

Список литературы.

- [1]. V.Ranjan, G.Allan, C.Priester, and C.Dlerue. Phys.Rev.B **68**, 115305 (2003).
- [2]. S.Kalliakos, T.Bretagnon, P.Lefebvre, T.Taliercio, and B.Gil, N.Grandjean, B.Damilano, A.Dussaigne, and J.Massies. J.Appl.Phys., **96**, 180 (2004).
- [3]. Д.Д.Ри, В.Г.Мансуров, А.Ю.Никитин, А.К.Гутаковский, К.С.Журавлев, Р.Тронс. Письма в ЖЭТФ, **81**, 70 (2005).

ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ ALGAN/GAN С РАЗНЫМ УРОВНЕМ ЛЕГИРОВАНИЯ СЛОЯ AlGaN КРЕМНИЕМ

И.В. Антонова, А.Н. Латышев, В.Г. Мансуров, К.С. Журавлев, Р.А. Соотс, В.Я. Принц

Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Лаврентьева 13, antonova@isp.nsc.ru

В настоящее время гетероструктуры AlGaN/GaN являются предметом интенсивного изучения в первую очередь благодаря возможностями их практического применения. Качество получаемых гетероструктур этого типа значительно возросло за последние несколько лет, что позволяет проводить систематические исследования двумерного электронного газа (2ДЭГ) и транспорта электронов. Важными особенностями гетероперехода AlGaN/GaN, отличающими их от широко изучаемых гетероструктур AlGaAs/GaAs, является большой разрыв зон и наличие пьезоэлектрической поляризации. Это приводит к высоким плотностям электронного газа в типичных структурах $n_s \geq 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Легирование AlGaN, например, кремнием с формированием нелегированного спейсера, позволяет увеличивать плотность 2ДЭГ и подвижность электронов за счет пространственного разделения электронов и рассеивающих ионов примеси.

Целью данной работы было сравнение электронного транспорта в гетероструктурах AlGaN/GaN с разным уровнем легирования слоя AlGaN кремнием. Это представляет интерес и для совершенствования технологического процесса выращивания структур. Получены характеристики 2ДЭГ и в случае легирования слоя AlGaN кремнием на вольт - амперные характеристиках обнаружены необычные осцилляции тока с постоянным периодом, наблюдаемые в интервале температур 80 – 400 К.

Структуры AlGaN/GaN выращивались на сапфировой подложке, с толщиной слоя GaN около 2 мкм и толщиной AlGaN - 25 нм. Содержание Al в слое AlGaN составляло 0.3. Исследования проводились на двух типах структур: (1) нелегированные структуры (структуры типа А) и (2) гетероструктуры со слоем AlGaN, легированным кремнием (структуры типа В). Во втором случае у гетерограницы формировался нелегированный спейсер толщиной ~ 3 нм. По условиям роста уровень легирования слоя AlGaN должен составлять 10^{19} см^{-3} . Для проведения измерений на поверхность гетероструктур напылялся Ni для создания барьера к AlGaN и Al для создания контакта к слою GaN. Измерялись вольт- амперные (ВАХ) и вольт - фарадные характеристики гетероструктур Ni-AlGaN/GaN-Al в интервале температур от 80 до 400К.

На рис.1. представлены типичные вольт - фарадные характеристики для структур типа А и В. Видно, что дополнительное легирование слоя AlGaN, структура В, приводит к появлению дополнительной области модуляции емкости при положительных напряжениях, которая соответствует формированию области пространственного заряда в слое AlGaN.

Токи через структуру А практически не зависели от температуры в интервале 80 – 300 К (рис. 2). Это означает, что туннелирование является определяющим механизмом протекания тока через гетероструктуру. Переход к более высокой температуре (более 300 К) для отрицательной полярности напряжения приводит к появлению активационного характера на зависимости $I = I_0 \exp(-E_a/kT)$. Энергия активации E_a определялась из линейной аппроксимации зависимости $\ln I \sim 1/T$ и приведена на рис.3 увеличивается с увеличением напряжения, приложенного к гетероструктуре. Вольт – амперные характеристики структур В также имеют слабую зависимость от температуры. Но в данных структурах наблюдаются осцилляции тока практически во всем исследованном интервале температур. На рис.4 представлены вольт - амперные характеристики для некоторых температур, из которых видно, что шаг осцилляций составляет 0.7 – 0.9 В и они воспроизводятся при разных температурах. Зависимости тока от времени его протекания при отрицательной полярности приложенного напряжения приведены на рис. 5. Видно, что ток убывает со временем и на зависимости $I(t)$ также наблюдаются осцилляции. В случае положительного смещения на структуре величина тока не меняется со временем. Осцилляции тока, связанные мезоскопическими флуктуациями состояний на гетерогранице наблюдались, например, в тонких слоях кремния структур кремний – на – изоляторе [1]. В работе [2] также наблюдали осцилляции тока при латеральном транспорте в сильнолегированных гетероструктурах GaAs/InGaAs с квантовыми ямами и объяснили эффект формированием акустоэлектрических доменов. Механизм возникновения осцилляций тока в сильнолегированных гетероструктурах AlGaN/GaN обсуждается в работе. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант 05-02-17259.

Литература

1. H.Ishikuro, T.Hiramoto, Appl. Phys. Lett., 74, 8 (1999).
2. А.В.Антонов, В.И.Гавриленко, Е.В.Демидов, Б.Н.Звонков, Е.А.Ускова, ФТП, 39, 53 (2005).

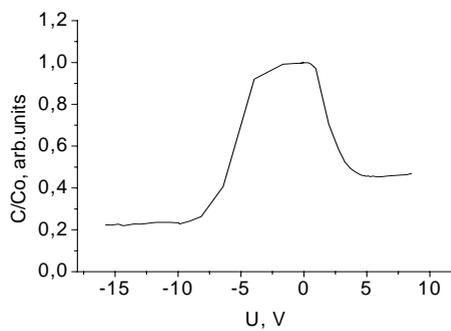
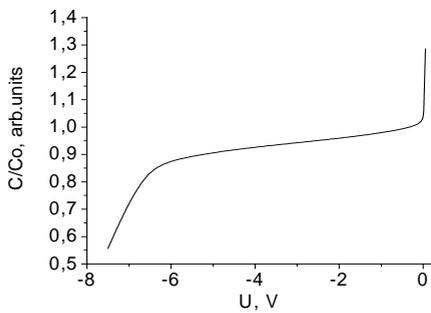


Рис.1. Вольт - фарадные характеристики для структур типа А (слева) и В (справа).

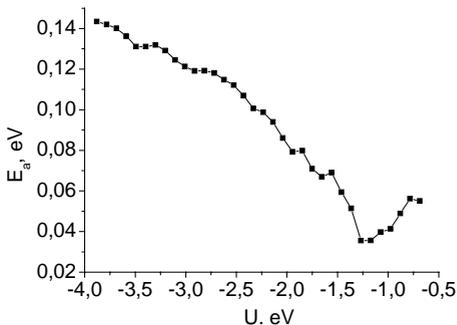
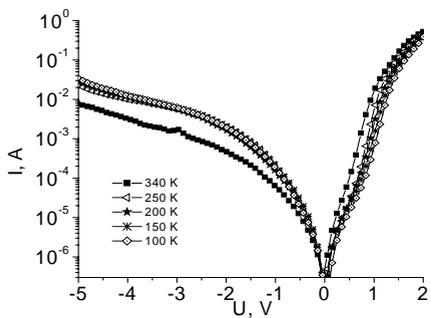


Рис.2. Вольт - амперные характеристики гетероструктур типа А, нелегированных кремнием, измеренные при разных температурах.

Рис.3. Зависимость энергии активации тока от приложенного напряжения, определенная из линейной аппроксимации зависимости $\ln I \sim 1/T$.

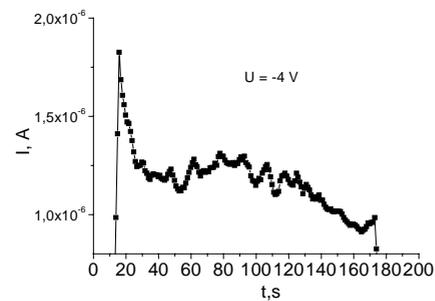
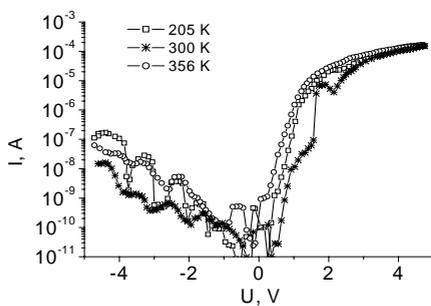


Рис.4. Вольт - амперные характеристики гетероструктур типа В, легированных кремнием, измеренные при разных температурах.

Рис. 5. Зависимость тока через гетероструктуру от времени при напряжении, приложенном к Ni барьеру $U = -4$ V

С-V ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРУКТУР $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ С ДВУМЕРНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ КАНАЛОМ, ВЫРАЩЕННЫХ МПЭ

М.Ф.Кокорев¹, Д.А.Красовицкий², С.И.Петров², И.А.Соколов², Н.М. Шмидт³

¹Государственный Электротехнический Университет, С-Петербург

«ЗАО» Светлана-Рост», а/я 29, Санкт-Петербург

³ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, С-Петербург, Natalia.Shmidt@mail.ioffe.ru

Известно, что экспериментально исследование вольт-емкостных (С-V) характеристик на затворе НЕМТструктур и их сравнение с расчетными позволяет определить глубину залегания двумерного канала, оценить совершенство границы раздела $AlGaN/GaN$, распределение зарядов по глубине структуры и т.д.

В работе исследованы С-V характеристики структур $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ ($x=0.33$) нескольких типов на барьере Шоттки, полученном с помощью ртутного электрода диаметром 600 мкм. Два типа структур было выращено на сапфировых подложках с ориентацией (0001) методом МВЕ: на установках серии ЭПН, специализированных для молекулярно-лучевой эпитаксии нитридов с использованием аммиака в качестве источника азота. Температуры роста составляли, в зависимости от мольной доли Al в слоях от $970^{\circ}C$ (GaN) до $1100^{\circ}C$ (AlN). Характерные скорости роста слоев составляли $0.5-1.0$ мкм. ч⁻¹ при рабочем давлении в камере не хуже $5 \cdot 10^{-3}$ Па. Контроль ростового процесса осуществлялся посредством оптической пирометрии, лазерной интерферометрии и дифракции отраженных электронов in situ. Структуры 1-го типа имели один барьер и верхний слой AlGaN и слой GaN толщиной 1мкм. Структуры 2-го типа имели два барьера, разделенные слоем GaN толщиной 0.28 мкм. Исследованные структуры имели значения подвижностей в канале от 350 до 1100 см²V⁻¹с⁻¹ при комнатной температуре.

Несколько наиболее типичных С-V характеристик приведено на рис.1 Значения емкости приведены в относительных единицах С/С максимальное. Для некоторых структур 1-го типа измеренные значения емкости (обозначены квадратиками) хорошо ложатся на расчетную С-V (кривая 1). Численное моделирование проводилось путем самосогласованного решения уравнения Пуассона и Шредингера с учетом встроенных пьезо и пирозлектрических полей с последующим расчетом С-V характеристик малосигнальным методом [1]. Для таких структур наблюдается концентрационный пик на кривой распределения концентрации носителей по глубине (отсчет глубины начинается с поверхности) рис.2. Положение пика на глубине 30нм близко к глубине, заложенной технологически 25нм. Для структур 2-го типа С-V характеристики сдвинуты в сторону положительных смещений и качественно соответствуют расчетным С-V характеристикам для случая 2-х гетерограниц, приведенным в [2] (численное моделирование для структур этого типа в данной работе не проводилось) Рис.1а Такой вид характеристики связан с тем, что знаки поляризационных зарядов на гетерограницах могут быть противоположными. В отсутствие пьезоэлектрического эффекта согласно[2] С-V характеристика полностью смещена в область положительных напряжений, что и наблюдается для некоторых структур 2-го типа Рис.1а кривая 2 Для некоторых структур того и другого типа наблюдаются плавные зависимость емкости от напряжения (кривые 2, 3 рис.1 и кривая 2 рис.1а). Одной из причин может быть нерезкая гетерограница и неоднородность состава твердого раствора по глубине. Наиболее часто такие характеристики наблюдаются в том случае, когда верхние слои выращены с избытком Ga и его капли наблюдаются как на поверхности, так и на свежем сколе структуры в сканирующем электронном микроскопе При этом для структур с очень плавным ходом С-V характеристики (такой как кривая 3 рис.1) или без 1 или 2 полочек на С-V зависимости- двумерный канал практически не работает. На структурах с двумя гетерограницами с менее плавной и резкой С-V(рис.1а.) двумерный канал работает и наблюдаются максимальные подвижности при комнатной температуре 1100 см²V⁻¹с⁻¹. Для структур с пологой нижней частью С-V характеристики наблюдается частотная зависимость значений емкости, что по-видимому связано с существованием глубоких центров в области буферного слоя GaN.

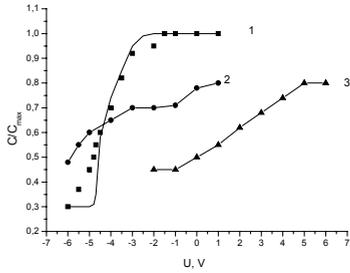


Рис.1 C-V характеристики структур 1-го типа

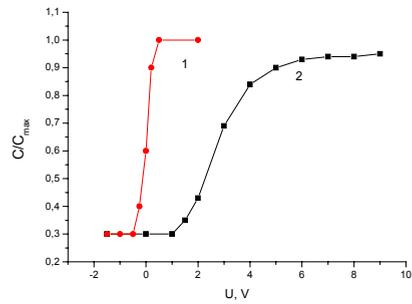


Рис. 1а C-V Характеристики структур с двумя гетерограницами

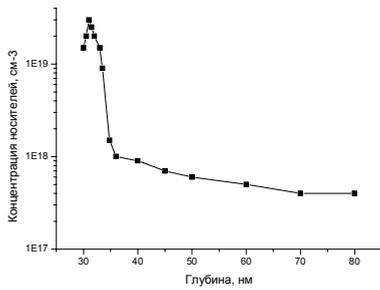


Рис.2 Распределение концентрации носителей по глубине структуры

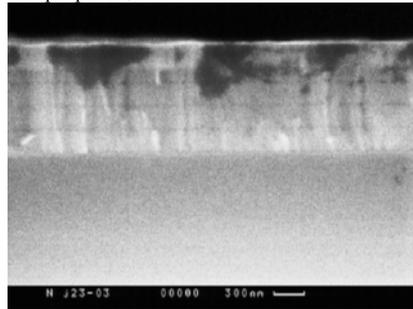


Рис.3 Изображение скола структуры в сканирующем электронном микроскопе

Таким образом C-V характеристики, полученные на барьере Шоттки ртутный электрод-поверхность несут важную информацию о свойствах структур с двумерным электронным газом и могут быть использованы для промежуточного контроля выращенных структур и отработки технологических режимов.

[1].M.F.Kokorev, N.A. Maleev., Semicond.Sci.Technol., , **15**(3), 301, (2000).

[2] N. M. Schmidt, G. Asyunji Imanaga and Hiroji Kawai. Jpn.J.Appl.Phys.,**37**,5906, (1998)

МНОГОСЛОЙНЫЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ AlN/AlGaN/GaN/AlGaN С ДВУМЕРНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ГАЗОМ, ПОЛУЧЕННЫЕ АММИАЧНОЙ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИЕЙ

А.Н. Алексеев, А.Э. Бырнав, 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», 194156 Санкт-Петербург, а/я 29, support@semiteq.ru

Одним из наиболее важных применений структур на основе нитридов металлов третьей группы является изготовление мощных полевых СВЧ-транзисторов. В подавляющем большинстве работ по данной теме фигурируют «классические» ГС с одним гетеропереходом AlGaN/GaN, на котором образуется двумерный электронный газ (ДЭГ) со слоевой плотностью электронов порядка 10^{13} см⁻². Подвижность электронов в ДЭГ существенно зависит от степени совершенства слоев и гетерограниц в ГС и может при 300К достигать значений около 2000 см²/Вс [1], хотя для большинства работ характерны цифры 1000-1500 см²/Вс. В полевых транзисторах на основе таких ГС как правило наблюдаются плотности тока 0,6-1,2 А/мм при максимальной крутизне вольт-амперной характеристики (ВАХ) на уровне 120-200 мС/мм. Недостатком классической конструкции ГС является ограниченный набор вариантов улучшения свойств приборов, заключающийся по сути лишь в кропотливой оптимизации технологии роста ГС и их пост-ростовой обработки. Кроме того, отдельную и непростую задачу представляет собой обеспечение изолирующих свойств буферного слоя GaN, необходимых для межприборной изоляции.

Альтернативный вариант представляют собой ГС с двойным электронным ограничением, широко используемые в традиционных полупроводниковых системах [2] и представляющие более широкие возможности управления свойствами приборов, в том числе - возможность двустороннего легирования канала. Применительно к нитридам III группы, использование слоев AlGaN с высокой мольной долей Al в буферной части ГС дополнительно препятствует растрескиванию верхних барьерных слоев AlGaN, нередко наблюдаемому в классических ГС под влиянием растягивающих напряжений [3], а также обеспечивает превосходные изолирующие свойства буферного слоя.

Сообщения о выращивании ГС с двойным электронным ограничением в системе Al-Ga-N пока немногочисленны, однако на подобных структурах уже получены приборные результаты. Транзисторы изготовленные на подобных структурах продемонстрировали параметры сопоставимые с аналогичными показателями классических HEMT [4]. Ранее нами также сообщалось об изготовлении опытных образцов полевых транзисторов на основе двойных ГС AlGaN/GaN/AlGaN с модулировано легированным верхним барьерным слоем, демонстрирующих в статическом режиме токи до 0,6 А/мм при крутизне ВАХ до 100 мС/мм, а также работоспособность в режиме малых СВЧ-сигналов на 8,15 ГГц [5].

В тоже время в структурах типа сапфир/AlGaN/GaN/AlGaN наблюдается уменьшение подвижности в сравнении с «классическими» структурами с одним гетеропереходом. По всей видимости это связано с ухудшением качества GaN, выращенного на AlGaN в сравнении с GaN, выращенным прямо от сапфира, которое возникает из-за дополнительных напряжений, вызванных рассогласованием параметров решетки AlGaN и GaN. Выращивание перед слоем AlGaN относительно «толстого» слоя AlN позволяет повысить качество всей многослойной гетероструктуры (МГС). При этом шероховатость поверхности и структурные свойства нитрида галлия в МГС улучшаются по сравнению со свойствами нитрида галлия, выращенного прямо от сапфира при тех же условиях. Это приводит к увеличению подвижности в канале, образованном на верхней гетерогранице GaN/AlGaN. Улучшение качества всей структуры может быть связано с улучшением качества нижнего слоя МГС AlN. Увеличение температуры подложки во время роста AlN позволяет повысить поверхностную подвижность атомов на ростовой поверхности, в то же время при данных температурах не происходит термического разложения AlN, которое могло бы привести к огрублению поверхности. Это приводит к уменьшению шероховатости поверхности всей структуры, кроме того, материал становится более крупноблочным. При этом, при получении подобных многослойных гетероструктур необходимо использовать специальные технологические приемы для снижения влияния напряжений, вызванных различием в параметрах решетки. Для этой цели между слоями AlN, AlGaN и GaN можно использовать слою градиентного состава, либо многопериодные гетероструктуры Al_xGa_{1-x}N/Al_yGa_{1-y}N. Таким образом, оптимизация подобных гетероструктур в основном сводится к подбору оптимальных условий роста AlN и конструкции переходов между слоями различного состава. В настоящем докладе представлены данные о зависимости качества слоев GaN и электрофизических параметров на гетерогранице GaN/AlGaN в

структурах на их основе от условий получения нижнего слоя AlN и оптимизации переходов между слоями различного состава.

По данным рентгеновской дифрактометрии, кристаллическое совершенство канального слоя GaN в оптимизированной МГС AlN/AlGaN/GaN/GaN улучшается по сравнению со слоем GaN толщиной 1 мкм в «классической» однопереходной ГС, выращенной на сапфире с использованием тонкого зародышевого слоя AlN. В частности, ширина на полувысоте рефлекса 0002 ω -скана с 700 arcsec до 500 arcsec (для толщины канала 250 нм) и до 350 arcsec (для толщины канала 1 мкм). Кроме того, по данным атомно-силовой микроскопии наблюдается уменьшение rms поверхности GaN в МГС с 70 Å до 17 Å по сравнению с GaN, полученным при тех же условиях прямо от сапфира, кроме того значения пик-долина также уменьшаются с 250 Å до 80 Å. Важно также отметить увеличение характерных размеров “холмов” на поверхности от значений 0,5-0,7 мкм, характерных для слоев GaN, получаемых с помощью МЛЭ, до 1-1,5 мкм. Использование многослойных гетероструктур и оптимизация условий получения позволили получить в нелегированных ГС с содержанием Al в верхнем барьерном слое $x_{Al} \approx 0,3 \div 0,35$ при 300 К подвижность электронов в ДЭГ до 1450 см²/Вс при слоевой концентрации $1,3 \cdot 10^{13}$ см⁻². В ГС с модулировано легированным верхним барьерным слоем того же состава подвижность уменьшается до значений 1350 и 1000 см²/Вс для слоевых концентраций $1,6 \cdot 10^{13}$ и $2,0 \cdot 10^{13}$ см⁻², соответственно [6].

- [1] R. Gaska, M.S. Shur, A.D. Bykhovski, A.O. Orlov, G.L. Snider . Appl. Phys. Lett., 74, 287 (1999)
- [2] R.A. Kiehl, P.M. Solomon, D..J.Frank. IBM J. Res. Develop., 34, 506 (1990)
- [3] Z. Bougrioua, I. Moerman, L. Nistor. Phys.stat.sol. (a), 195, 93 (2003)
- [4] C.Q. Chen, J.P. Zhang, V. Adivarahan, A. Koudymov, H. Fatima, G. Simin, J. Yang, M. Asif Khan, Appl. Phys. Lett., 82, 4593 (2003)
- [5] С.Б. Александров, Д.А. Баранов, А.П. Кайдаш, Д.М. Красовицкий, М.В. Павленко, С.И. Петров, Ю.В. Погорельский, И.А. Соколов, М.В. Степанов, В.П. Чалый, Н.Б. Гладышева, А.А. Дорофеев, Ю.А. Матвеев, А.А. Чернявский ФТП 38, 1275 (2004)
- [6] А.Н. Алексеев, С.Б. Александров, А.Э. Бырнав, Л.Э. Великовский, И.Э. Великовский, Д.М. Красовицкий, М.В. Павленко, С.И. Петров, Ю.В. Погорельский, И.А. Соколов, М.А. Соколов, М.В. Степанов, А.Г. Ткаченко, А.П. Шкурко, В.П. Чалый ПЖТФ направлено в печать

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ AlGaN/GaN, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДАМИ МЛЭ И МОС-ГИДРИДНОЙ ЭПИТАКСИИ

Н.Б.Смирнов^{1*}, *А.Я.Поляков*¹, *А.В.Говорков*¹, *Pearton*², *А.В.Марков*¹, *Amir M.Dabiran*³

1. Государственный научный центр РФ, ФГУП «Гиредмет», г.Москва, 119017, Б.Толмачевский пер., д.5, Россия (* e-mail:polyakov@girnet.ru)

2. Department of Materials Science and Engineering, University of Florida, Gainesville, FL 32611 USA

3. SVT Associates, Inc, 7620 Executive Drive, Eden Prairie, MN 55344, USA

В последние годы достигнут значительный прогресс в разработке и изготовлении полевых транзисторов на основе гетеропереходов AlGaN/GaN. Однако на этом пути возникают определенные препятствия, в частности, нестабильность характеристик транзисторов и коллапс тока. Основной причиной этих явлений считается присутствие различных дефектов в полупроводнике. В данной работе предпринята попытка сравнить гетеропереходы, выращенные разными методами и в разных условиях. Исследовано несколько образцов, выращенных как в России, так и за рубежом, методами МОС-гидридной эпитаксии и МЛЭ.

Исследованные гетеропереходы отличались высокой подвижностью двумерных электронов ($500 - 1000 \text{ см}^2/\text{Вс}$ при комнатной температуре) и плотностью двумерного газа более $\sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Следует отметить, что в тех образцах, размер которых был достаточен для таких измерений, была выявлена существенная неоднородность результатов измерения эффекта Холла по площади

На Рис.1 представлены температурные зависимости темного тока в омическом режиме для трех разных образцов (образцы МОСVD1 и МОСVD2 выращены на разных установках методом МОС-гидридной эпитаксии, образец МВЕ – методом МЛЭ). Для удобства графического представления результатов ток нормирован к единице. Видно, что ток растет при охлаждении, что является проявлением наличия двумерного газа у интерфейса, но форма зависимостей зависит скорее от конкретных условий роста, нежели от метода выращивания структур. Видна также неоднородность по площади образца (две кривые для образца МОСVD1 измерены на разных кусках от одной пластины).

Иногда из измерений вольт-фарядных характеристик (ВФХ) гетеропереходов рассчитывают профиль концентрации как для барьера Шоттки. Однако мы встретились с определенными трудностями в интерпретации подобных зависимостей: появление бессмысленного с физической точки зрения резкого роста концентрации на глубинах, меньших толщины слоя GaN; наличие максимума в зависимости проводимости от смещения и другие. В качестве примера на Рис.2 представлены «профили концентрации», полученные таким способом на структурах

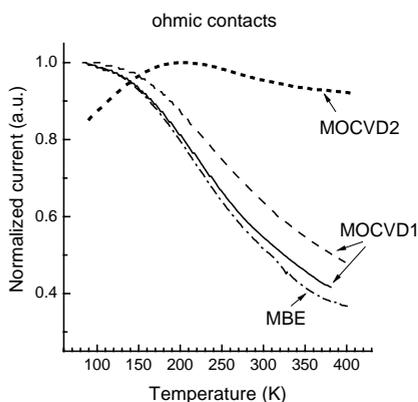


Рис. 1. Температурные зависимости темного тока в омическом режиме для различных гетеропереходов AlGaN/GaN. Две кривые для образца МОСVD1 измерены на разных кусках пластины.

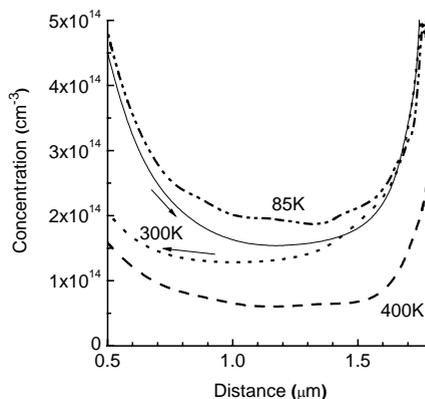


Рис. 2. «Профили концентрации» в образце МОСVD2, полученные из измерений ВФХ и обработки их как для барьера Шоттки. Температура измерений: 85К (штрихпунктирная кривая), 300К (сплошная и пунктирная кривые), 400К (штриховая кривая).

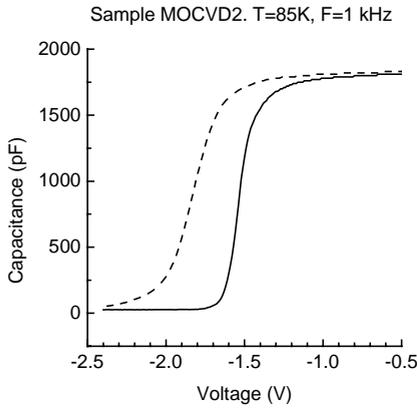


Рис. 3. ВФХ образца MOCVD2 при $T=85\text{K}$. Сплошная кривая измерена после охлаждения образца при $U=-3\text{В}$, пунктирная кривая – после охлаждения образца при $U=0\text{В}$.

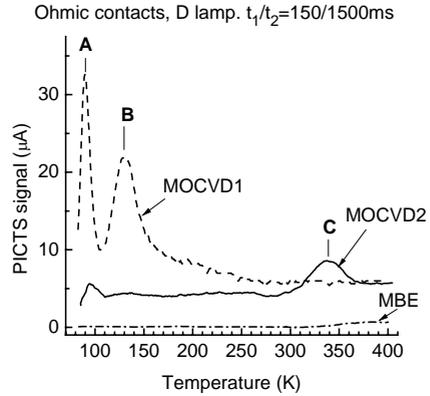


Рис. 4. Спектры ФЭРС, измеренные в омическом режиме при заполнении ловушек светом дейтериевой лампы.

Au/AlGaIn/GaN. Ясно, что такой подход дает неверный результат: концентрация в буфере GaN не может уменьшаться с ростом температуры. Гораздо больше такие ВФХ похожи на ВФХ МДП структур с плохим (текущим) диэлектриком – слоем AlGaIn. В этой модели растянутость ВФХ (переход от режима обогащения к режиму инверсии) отражает величину плотности поверхностных состояний и увеличивается с понижением температуры и ростом частоты. При $T=300\text{K}$ и выше у всех ВФХ исследованных структур наблюдался гистерезис – сдвиг ВФХ по напряжению при изменении направления измерения. При температуре 85K могут быть получены разные ВФХ в зависимости от смещения, при котором образец охлаждался (см. Рис.3). Этот эффект может быть объяснен инжекцией (тунелированием) электронов в слой AlGaIn при отрицательном смещении на металле, что приводит к уменьшению эффективного положительного заряда в диэлектрике и сдвигу ВФХ вправо (и перекрытию канала). В гетеропереходах с изолирующим буфером вместо режима инверсии наблюдается уменьшение емкости вплоть до паразитной. Например, достаточно высокоомные слои GaN с уровнем Ферми около 0.45эВ получают методом МЛЭ как при оптимизации условий роста, так и при легировании железом.

На Рис.4 представлены спектры фотоэлектронной релаксационной спектроскопии глубоких уровней (ФЭРС), измеренные в омическом режиме. Ловушки А и ловушки В, обе с энергиями около 0.2эВ , но с разными сечениями захвата электронов, превалировали в спектрах образца MOCVD1, а в спектре образца MOCVD2 – ловушки С с энергией активации 0.96эВ и сечением захвата $5 \cdot 10^{-12}\text{см}^2$. В образце, выращенном методом МЛЭ, сигнал ФЭРС очень мал (как и фототок) и никаких явно выраженных пиков обнаружить не удалось. Спектры оптического РГУ структур Au/AlGaIn/GaN, измеренные на образцах MOCVD1 и MOCVD2, очень похожи на спектры ФЭРС, при этом все ловушки измеряются как неосновные. Ловушки А и В по энергии похожи на ловушки, обнаруженные в работе [1] при исследовании релаксаций тока сток-исток транзисторов после подачи на затвор импульса запирающего напряжения.

В спектрах микрокатодолуминесценции образца MOCVD1 очень велика интенсивность полосы излучения донорно-акцепторных пар, в спектрах образца MBE эта полоса отсутствует и превалирует межзонная краевая полоса.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 04-02-16510).

ОСОБЕННОСТИ ТУННЕЛЬНОГО ТОКА В ДВУХБАРЬЕРНЫХ НИТРИДНЫХ СТРУКТУРАХ $w\text{-GaN/AlGaN}(0001)$

А.Н.Разгувалов, С.Н.Гриняев*

Сибирский физико-технический институт при Томском госуниверситете
634050, г.Томск, пл. Новособорная 1 (* e-mail: shuvalov@phys.tsu.ru)

Благодаря сильному влиянию внутренних электрических полей на электронные состояния нитридных структур $w\text{-GaN/AlGaN}(0001)$ открываются новые возможности для управления их физическими свойствами и расширения элементной базы высокоомощной нанозлектроники.

В работе исследуются вольтамперные характеристики напряженной двухбарьерной структуры $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{N}(5\text{-}c_1)/\text{GaN}(2\text{-}c_2)/\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{N}(5\text{-}c_1)$ с тонкими слоями (c_1, c_2 - постоянные решетке), проводится сравнение с данными для структур $\text{GaAs/AlAs}(001)$. Туннельный ток определялся из совместного решения уравнений Пуассона и Шредингера с учетом спонтанной поляризации и пьезоэффекта в рамках макроскопического подхода. Коэффициент прохождения вычислялся в однодолинной Γ -модели, параметры которой находились из псевдопотенциального расчета комплексной зонной структуры [1]. Уровень Ферми E_f определялся из решения уравнения электронейтральности.

На рис. 1 приведена вольтамперная характеристика структуры, вычисленная при $T = 250\text{ K}$ с учетом (сплошная линия) и без учета (пунктирная линия) самосогласованного распределения электронного заряда. Максимумы туннельного тока I_{max} отвечают напряжениям V_{max} , при которых резонансные уровни E_r в квантовой яме совпадают с минимальной энергией туннелирующих из эмиттера

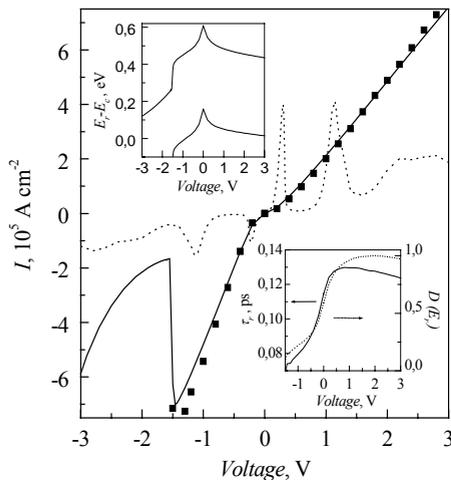


Рис. 1

электронов E_m . Видно существенное отличие результатов самосогласованного и не самосогласованного расчетов тока. В не самосогласованном расчете резонансные уровни проявляются, как при положительных, так и при отрицательных напряжениях. В самосогласованном расчете при совпадении направлений внешнего и внутреннего полей в яме ($V < 0$) наблюдается один пик, а при противоположном направлении этих полей ($V > 0$) пики тока отсутствуют.

Это связано с тем, что в приближении плоских зон всё падение напряжения приходится на квантовую область, тогда как при учете самосогласованного перераспределения электронного заряда заметное падение напряжения приходится и на приконтактные области, поэтому условие возникновения пика тока ($E_r = E_m$), выполняется при больших напряжениях. Основное падение напряжения приходится на достаточно протяженную, обедненную электронами область коллектора.

Электронный заряд локализуется в области квантовой ямы и эмиттера, что в целом приводит к сдвигу профиля потенциала двухбарьерной структуры в сторону больших энергий. Данный сдвиг обнаруживает асимметрию относительно смены знака напряжения, что обусловлено, во-первых, асимметрией шарковского сдвига уровня на квантовой области [2], а во-вторых, асимметрией в изменении энергии E_m относительно края зоны проводимости в глубине эмиттера E_c , вследствие разницы мощностей крайнего к эмиттеру барьера. Это проявляется в большем сопротивлении структуры при положительных напряжениях (рис. 1).

Наличие внутреннего поля приводит к зависимости величины заряда внутри ямы от смещения. При $V > 0$ внешнее и внутреннее поле в яме направлены друг против друга, поэтому потенциал активной области с ростом напряжения становится все более симметричным. Это приводит к увеличению времени жизни резонансного состояния и заряда в яме, который вызывает заужение треугольной ямы и сдвиг резонансного уровня вверх относительно центра ямы. При больших напряжениях этот эффект дополнительно замедляет совмещение E_r с E_m и поэтому требуется большее напряжение для

возникновения пиков тока. Например, для исследуемой структуры при максимальном из рассмотренных внешнем напряжении $V = 3V$ резонансный уровень находится еще заметно выше края зоны проводимости в эмиттере ($E_r - E_m = 0.064 \text{ eV}$), поэтому пик тока при $V > 0$ не наблюдается. При отрицательных напряжениях внешнее и внутреннее поле в яме совпадают по направлению, а потенциал двухбарьерной структуры менее симметричный по сравнению со случаем $V > 0$. Поэтому при $V < 0$ величина заряда в яме меньше, а его влияние на выталкивание резонансного уровня слабее. Условие выравнивания уровней E_r и E_m достигается при $V = -1.5V$. При напряжениях меньших пикового резонансный уровень проваливается под E_m , заряд в яме убывает, потенциал активной области понижается, ток резко уменьшается, а дальнейший его рост обусловлен вкладом от второго резонанса.

Вольтамперная характеристика в области напряжений $-1.2V < V < 3V$ связана с влиянием первого резонанса. Основной вклад в туннельный ток дает область коэффициента прохождения $D(E)$ вблизи энергии E_r , имеющего лоренцевский вид [3]. С учетом дельта образного вида $D(E)$, выражение для туннельного тока можно записать в виде:

$$j = \frac{em^*kT}{4\pi\hbar^2\tau_r} \cdot D(E_r) \cdot \ln \left(\frac{1 + \exp[(E_f - E_r)/kT]}{1 + \exp[(E_f - eV - E_r)/kT]} \right)$$

Использование параметров нижнего резонанса E_r , τ_r - время жизни квазистационарного состояния и $D(E_r)$ (вставка рис.1) приводит к хорошему согласию с результатом точного расчета (рис.1, сплошные квадраты). Некоторые отличия наблюдаются лишь в области отрицательных напряжений при $E_r \approx E_m$, когда $D(E)$ имеет нелоренцевский вид (это же имеет место и для второго резонанса при $V < -1.5V$).

При положительных напряжениях профиль потенциала квантовой области практически неизменен, а прозрачность структуры постоянна, поэтому рост тока связан с возрастанием числа туннелирующих электронов. При $V < 0$ сопротивление структуры уменьшается по сравнению с $V > 0$

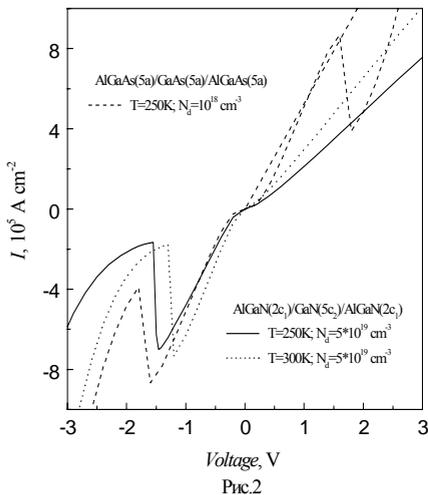


Рис.2

из-за более быстрого изменения резонансного уровня относительно края зоны проводимости в глубине эмиттера E_c (вставка рис.1). В конечном счете, это связано с ранее отмеченной зависимостью заряда в яме от взаимного направления внутреннего и внешнего полей.

С ростом температуры и степени легирования плотность электронов увеличивается, поэтому туннельный ток возрастает (рис.2), а радиус Дебая уменьшается, что приводит к увеличению падения напряжения на квантовой области и уменьшению V_{max} .

С увеличением ширины ямы или барьеров пик коэффициента прохождения становится более узким, что приводит к росту сопротивления структуры и уменьшению туннельного тока.

Аналогичный самосогласованный расчет туннельного тока был проведен для двухбарьерной структуры $Al_{0.3}Ga_{0.7}As(5-a)/GaAs(5-a)/Al_{0.3}Ga_{0.7}As(5-a)$ (a - постоянная решетка). Контактные области из $GaAs$ легировались донорами с концентрацией

$N_d = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ и уровнем ионизации $E_d = 5 \text{ meV}$. При выбранных параметрах нижний резонанс этой структуры практически совпадает с соответствующим резонансом нитридной структуры. Близкими оказываются и вольтамперные характеристики двух структур в области отрицательных напряжений. При положительных напряжениях отличия связаны с влиянием встроенных полей. Вследствие большего разрыва зон в нитридных материалах выраженные особенности туннельного тока достигаются при меньшей (примерно в два раза) толщине барьеров.

[1] С.Н.Гриняев, А.Н.Разжувалов. ФТТ, 43 (4), 529 (2001).

[2] С.Н.Гриняев, А.Н.Разжувалов. ФТП, 37 (4), 450 (2003).

[3] В.Я.Демиховский, Г.А.Вугальтер. Физика квантовых низкоразмерных структур, М.: Логос, 248с., 2000.

SOLID STATE LIGHTING: CHALLENGES FOR MOCVD EQUIPMENT SUPPLIERS

F. Schulte, O. Schoen, K. Christiansen, H. Protzmann, B. Schineller, M. Heuken
AIXTRON AG, Kackertstrasse 15-17, D-52072 Aachen, Germany

As light-emitting diodes (LED) make their way from indicator lamps or pixels in full-color large area screens to applications in general lighting, new challenges are set for manufacturing fab managers and production tool suppliers alike, since cost per lumen is the governing benchmark factor to penetrate the existing markets of incandescent or fluorescent lamps. For example, the penetration of the incandescent lamp market requires the luminous efficacy to surpass 75 lm/W and the cost per lumen to drop below 20 \$/klm [1]. For the penetration of the fluorescent market the targets are even tighter with 150 lm/W and 5 \$/klm, respectively. These technology targets require improvements in material quality and device design while improving the cost per wafer area. In this paper the parameters of influence and strategies for improvements will be discussed from the MOCVD equipment supplier's point of view.

Introduction

The contribution of the MOCVD process onto the final device cost is mainly given by the cost of ownership (CoO) of the epi-tool. This CoO can be split into several contributing factors:

- *Wafer yield*: determines the wafer area per epitaxy run which is within production specs
- *Throughput*: determines the wafer area per unit time which can be processed
- *Precursor costs*: The cost of the necessary precursor materials per wafer area
- *Depreciation*: determines the fraction of the epi-tool costs per wafer area

Other contributing factors to the success of general lighting by LED which shall briefly be mentioned and which are not within the sphere of influence of the epi-tool manufacturer:

- *Substrate costs*: The cost per area of the substrate material
- *Processing yield and processing costs*: all costs connected to the back-end processing of the device after growth (lapping, contacting etc.)

Epi-tool design strategies, experimental results and discussion

The epi-tool manufacturer faces the challenge of addressing the above mentioned CoO-relevant issues by careful design of the MOCVD system.

Optimization of wafer yield

Wafer yield determines the percentage of total versus usable wafer area which can be processed to devices that meet the desired specifications of wavelength, luminous efficacy and electrical properties. Hence, uniformity of layer growth is the primary and paramount factor for the optimisation of wafer yield as far as the epi-tool manufacturer is concerned. Modern epitaxy systems, such as the AIX 2600G3 HT, employ a horizontal gas flow with a double rotation of the susceptor platen and the wafer disks. This technique allows for a simple optimisation strategy of the epitaxy process, since the total flow in the reactor chamber is the main contributing factor to the uniformity profile on the wafer and can be easily controlled. In addition, the double rotation helps to average out the flow and temperature distribution across the wafer and from wafer to wafer, further homogenizing the growth.

Specification targets for general solid state lighting call for a light source with a warm color tone and a high color rendering index (CRI), since the customer has to accept the new light source as a pleasant-to-the-eye alternative to existing solutions. The conversion of blue light to white by a conversion phosphorus requires a very accurate control of the exciting blue wavelength line, as any deviation from the target directly affects the CRI and the color tone. Hence, the uniformity of InGaN/GaN-based LED

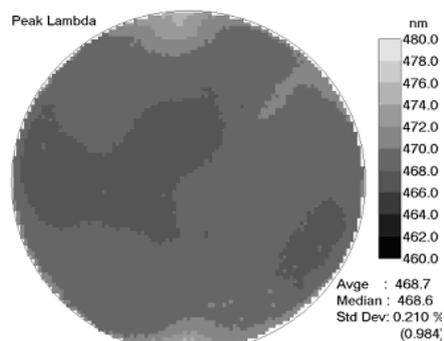


Fig. 1: Photoluminescence mapping of a 4 inch wafer emitting in the blue spectral range; standard deviation is below 1 nm without edge exclusion at ~470 nm

structures directly impacts the CoO of the epi-tool. Figure 1 shows a photoluminescence wavelength mapping of a 5 period structure grown on 4 inch sapphire and measured without edge exclusion. As can be seen the standard deviation of the wavelength is below 1 nm at the desired wavelength of approx. 470 nm, which to our knowledge represents the best ever reported value for this material system. The remaining slight wavelength variations are believed to result from internal strain fields originating from the sapphire/GaN interface which give rise to piezoelectric fields in the multi-quantum wells (MQW). This result shows that epitaxy tools and processes can be tuned to give perfectly flat uniformity profiles. The remaining slight non-uniformities must be addressed by consortia of epi-tool manufacturers and substrate producers.

An additional strategy to improve the yield of the epitaxy runs is the constant monitoring of the growth performance by in-situ monitoring techniques, such as Epitune[®] II which allows for the pyrometric measurement of the true temperature on the wafer surface with a correction with regards to the emissivity of the surface. In addition, by the simultaneous measurement of the reflectivity the quality of the layer as well as the current growth rate can be obtained. This allows for the automatic or manual correction of certain growth parameters. Figure 2 shows a plot of the recorded temperature before and after applying an automatic correction called "temperature feedback control". The epitaxy tool measures the surface temperature on the wafer, calculates a correction offset for the system's control temperature (measured from the rear side of the susceptor platen) and applies that correction offset to reach the specified surface control temperature within a range of error of less than 0.1°C. Such methods to maintain reproducibility from one epitaxy run to the next greatly increases the yield of the epitaxy process, since it counters effects of drift in the epi-reactor, especially when temperature sensitive material systems such as InGaN LED are concerned.

Furthermore, the measurement of the Fabry-Perot interferences between the sapphire and the growing layer allow for a speedy transfer of epitaxy processes from research and development to production systems, since the interpretation of such traces gives an insight into the growth of the layer. The growth properties of the nucleation, the GaN-buffer coalescence and the growth of the MQW can be directly observed and tuned, allowing fast time-to-market cycles for new products.

Optimization of throughput

The optimisation of throughput calls for the increase of wafer area deposited per unit time while maintaining the high standards of material quality and uniformity described above. The two obvious strategies for the optimisation of the throughput are the increase of wafer area per run, either by increasing the wafer size (2", 4", 6", ...) or by increasing the number of wafers in the reactor chamber, and the increase of the growth rate and reduction of the idle time between runs to reduce the overall cycle time per epitaxy run.

Table I shows a comparison of the depositable wafer area per run for a number of different available reactor configurations for arsenide/phosphide-based and nitride-based optoelectronic devices. As can be seen, the usable wafer area per run can be increased by a factor of 10 when comparing the smallest and the largest available configuration for arsenide/phosphide-based materials. For nitride-based applications the increase is still greater than 5 offering a very flexible reactor portfolio to the market.

Additional decrease of the CoO can be achieved by increasing the growth rate of the deposited material. This can be achieved by increasing the molar flows of the reactant materials, mainly for the group-III

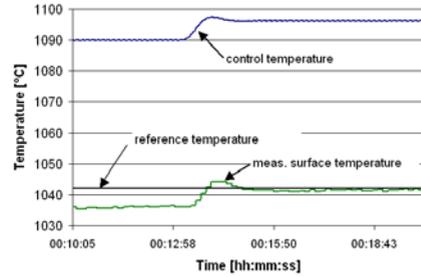


Fig. 2: example of temperature feedback control. After a sampling period the rear control temperature setpoint is adjusted so that the wafer surface temperature reaches the reference level.

Table I: Available reactor geometries for As/P-based and Nitride-based optoelectronics.

Configuration	As/P-based	Nitride-based	Area [cm ²]
6x2"	x	x	122
11x2"		x	223
15x2"	x		304
5x4"	x		393
24x2"	x	x	486
8x4"	x	x	628
35x2"	x		709
42x2"	x		851
5x6"	x		884
12x4"	x		942
49x2"	x		993
6x6"	x		1060
7x6"	x		1237

species. Figure 3 shows the measured growth rate for GaAs buffer material, which accounts for a significant amount of the total growth time, as a function of group-III molar flow. As can be seen, the growth rate could be increased from the commonly used value of approx. 2 $\mu\text{m/h}$ to almost 17 $\mu\text{m/h}$ without any deterioration of the surface morphology or the X-ray diffraction peak. In a similar experiment, for AlInGaP, the material used in the MQW stack of red and amber LED, a growth rate of 4.7 $\mu\text{m/h}$ could be achieved, which corresponds to a factor of 3.3 to the usually applied growth rates. These experimental results show, that the throughput in modern epitaxy systems can also be increased by higher growth rates up to values that almost close the gap to hydride-vapor-phase-epitaxy (HVPE) grown material.

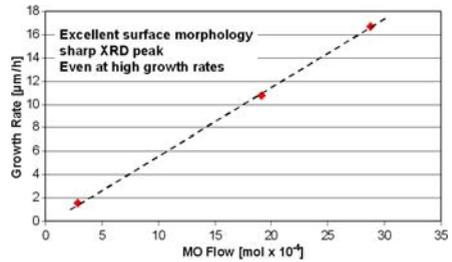


Fig. 3: Growth rate of GaAs as a function of group-III molar flow.

Optimization of precursor efficiency, precursor costs

High purity chemicals contribute to a large amount to the total cost of the epitaxy, since especially metalorganic (MO) compounds are still quite expensive. Therefore, a design challenge for epi-tool manufacturers is the efficiency of precursor utilization in their reactors. In modern epitaxy tools the usage of the MO material can be described by the so called “depletion curve” which describes the growth rate of the semiconductor material as a function of the susceptor radius. As can be seen from Figure 4 the growth rate drops along the radius as more of the reactant species is consumed by the growing layer. The optimum case of Planetary Reactor[®] design is reached if the wafers are placed within the linearly decreasing portion of the depletion curve and if the growth rate is close to zero at the reactor outlet. The latter is evidence that all group-III molecules introduced at the reactor inlet have been consumed in the growth reaction above the wafer, resulting in the maximum possible efficiency.

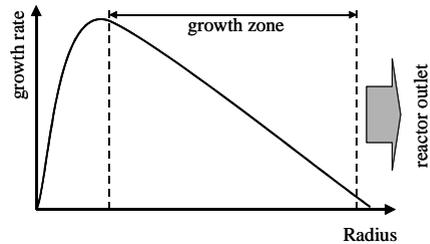


Fig. 4: Sketch of a depletion curve in a Planetary Reactor[®] (inlet: left; outlet: right).

Table II shows exemplary results for AlGaAs and AlGaInP grown in the 49x2 inch configuration of the AIX 2600G3 HT system. As can be seen, precursor incorporation efficiencies as high as 44% could be achieved for selected materials.

Table II: MO precursor efficiencies for AlGaAs and AlGaInP grown in the 49x2 inch configuration.

	AlGaAs	AlGaInP
TMGa	42.7%	44.3%
TMAI	41.8%	42.2%
TMIn	n.a.	28.3%

Apart from that, a non-negligible factor in the CoO of the epitaxy and the resultant price of the LED lies in the costs of the precursor materials themselves. Here precursor manufacturers are challenged to provide raw materials with the same high standards with respect to purity at a considerably lower price.

Additional concepts and results for the improvement of solid state lighting

One paramount aspect for the success of solid state lighting is the efficiency and brightness of LEDs. Dislocations that penetrate the MQW stack provide parasitic shunt current paths, enhance the migration of contact metals through the junction and provide nonradiative recombination centers that reduce the efficiency of the LED. Hence, the control of the material properties and strategies to avoid such dislocations must be developed.

Influence of the growth pressure during GaN-buffer growth

It is well known that the dislocation density is affected by the growth pressure of the underlying GaN-buffer layer. Here, the challenge lies in possible pre-reactions of the reactant species in the pre-deposition zone, since an increase of the reactor pressure results in more frequent collisions between the molecules.

Hence, growth rates are expected to drop with increasing pressure. Figure 5 shows the X-ray diffraction (XRD) full-width-at-half-maximum (FWHM) of the (002) reflex for GaN buffers grown in an AIX 2600G3 HT system in the 11x2 inch configuration at various pressures. As can be seen, the XRD peak becomes sharper with increasing pressure indicating higher crystalline quality with fewer dislocations. The growth rate could be kept almost constant by increasing the total flow of the carrier gas in the reactor, hence pushing the reactant species further out into the growth zone at higher pressures.

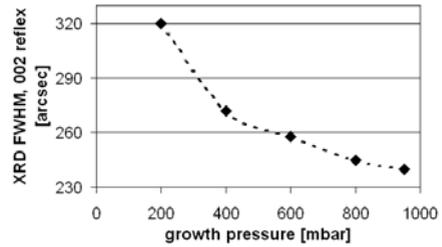


Fig. 5: XRD FWHM as a function of reactor total pressure for the growth of GaN buffer layers.

Fabrication of free standing GaN substrates

The second strategy is the homoepitaxial growth on native substrates, such as free standing GaN. However, production technologies for the manufacturing of such substrates have not yet been established to supply the community with the large quantities of cheap substrates necessary for the growth of highly efficient LEDs at costs suitable for solid state lighting. For example, commercially available substrates grown by HVPE have become available in small quantities at a cost of \$10.000,-/pcs (2004) for 2 inch.

To bring down the cost of such material boules of several tens of millimetres must be grown, sawed and polished into substrates. We are pioneering the field of HVPE boule growth of GaN with a vertical HVPE reactor. Figure 6 shows a simplified sketch of this reactor design featuring a gas flow from the bottom to the top. The wafer is located hanging face down at the top of the reactor. To facilitate uniform growth under optimal growth conditions for longer boules, the reactor features a slow retraction of the wafer to the top of the reactor keeping the growth front at a constant position within the temperature and flow fields.

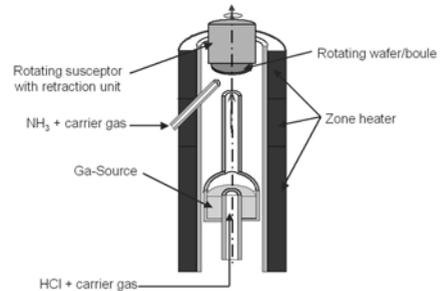


Fig. 6: Sketch of the vertical HVPE reactor. Gas inlet is at the bottom, outlet at the top. The wafer is mounted upside down on a heated susceptor with retraction unit.

Growth on Silicon

Another concept of reducing the cost for solid state lighting is the growth of GaN-based LED on Si using multiple low temperature (LT) GaN or AlN interlayers to relieve the strain between the substrate and the growing layer. This method reduces the substrate cost and allows access to large area processing technology up to 150 mm diameter. Whilst optical output powers are not yet in the range for solid state lighting, technology is quickly gaining ground [2-3].

Conclusion

The success of solid state lighting is mainly determined by the reduction of the cost per lumen and epi-tool manufacturers are challenged by providing increased material quality at lower cost. Some ideas, concepts and already achieved results have been presented, most notably the increase of yield, precursor efficiency and the improvement of optical efficiency of the LED by defect reducing technologies. The successful introduction of solid state lighting requires concerted action on all topics, including precursor materials and pricing of substrates.

References

- [1] Light Emitting Diodes (LEDs) for General Illumination, OIDA, 2002
- [2] A. Dadgar, M. Poschenrieder, J. Bläsing, K. Fehse, A. Diez, A. Krost, Appl. Phys. Lett. **80** (2002) 3670
- [3] A. Dadgar, A. Alam, T. Riemann, J. Bläsing, A. Diez, M. Poschenrieder, M. Strassburg, M. Heuken, J. Christen, A. Krost, phys. stat. sol. (a) **188** (2001) 155

МОШНЫЕ СВЕТОДИОДЫ БЕЛОГО, СИНЕГО И ЗЕЛЕНОГО ЦВЕТОВ СВЕЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ InGaN.

Козан Л. М.*, Гальчина Н. А., Рассохин И. Т.

ООО «НПЦ ОЭП «ОПТЭЛ»

105187, г. Москва, Щербаковская ул., д.53. E-mail: Levkogan @ mail.ru

В основу созданных нами конструкций мощных светодиодов из InGaN положены следующие принципы:

- импортные излучающие кристаллы применены с увеличенной площадью гетероструктуры до 0.75 мм^2 , что позволило увеличить рабочий ток, а, следовательно, и световой поток при снижении теплового сопротивления кристалла;
- для увеличения светового потока в одном светодиоде могут быть установлены несколько кристаллов увеличенной площади, соединенные последовательно или последовательно-параллельно;
- в качестве кристаллодержателя для улучшения теплоотвода применена ножка с напаянной медной пластиной или специальная точечная ножка из теплопроводного материала;
- для сбора и преобразования бокового излучения кристаллов применен специальный керамический отражатель [1];
- для эффективного вывода излучения и формирования заданной диаграммы направленности излучения светодиоды содержат полимерную полусферическую линзу (показатель преломления $n \approx 1.55$), согласованную по размерам с отражателем бокового излучения;
- для получения узкой диаграммы направленности излучения и снижения потерь на сферическую абберацию применен эллиптический полимерный купол, в котором кристалл находится во втором от вершины купола фокусе эллипса [2];
- для получения кругового излучения полимерный корпус содержит встроенный отражатель, действующий на принципе полного внутреннего отражения света [3];
- для получения белого свечения применены кристаллы синего свечения с $\lambda_{\text{ном}} \approx 460 \text{ нм}$, покрытые люминофорами типа алюмоиттриевых гранатов, разработанными Н.П. Социным.

Тепловое сопротивление приборов находятся в диапазоне $7 - 20^\circ\text{C}/\text{Вт}$.

Основные конструкции приборов приведены на рисунке.

Световые и электрические параметры некоторых мощных светодиодов направленного действия приведены в таблице 1.

Световые и электрические параметры мощных светодиодов кругового действия приведены в таблице 2.

Таблица 1

Тип светодиода	Входные электрические параметры		Световые параметры				η_v , лм/Вт
	$J_{\text{пр}}$, мА	$P_{\text{эл}}$, Вт	Цвет свечения, λ_{max} , нм	Φ_v , лм	J_v , кд	$2\theta_{0,5}$, град	
У-345Бл-2	350	1,2	белый	26...36	20...30	60	30,5
У-345Бл-Э	350	1,2		21...27	130...200	15	22
У-342Бл	350	3,5		82...103	60...70	60	30,5
У-337Бл-1	700	5		115...140	75...90	60	29
У-337Бл-2	700	5		115...140	50...65	120	29
У-345И-2	350	1,2	зеленый, 525	35...45	50...75	45	37
У-345И-Э	350	1,2		30...40	400...500	7	33
У-342И	350	3,5		90...110	90...130	45	32
У-345С-2	350	1,2	синий, 455	6...7,5	10...20	45	6
У-345С-Э	350	1,2		5...6,5	60...100	7	5,5
У-342С	350	3,5		16...21	30...40	45	6

Таблица 2

Тип светодиода	Входные электрические параметры		Световые параметры		
	$J_{пр}$, мА	$P_{эл}$, Вт	Φ_v , лм	J_v , кд	Цвет свечения, λ_{max} , нм
У-204Бл	300	1	30	4,5	белый
У-204И	300	1	35	10	зеленый, 525
У-204С	300	1	6	1	синий, 455
У-360Бл	350	3,5	100	9	белый
У-360И	350	3,5	140	19	зеленый, 525
У-360С	350	3,5	25	3,5	синий, 455

Примечание к табл. 2: угол излучения в вертикальной плоскости составляет $2\theta_{0,5} \approx 25$ град. Спектр излучения светодиодов белого свечения характеризуется координатами цветности $x \approx 0.32$ и $y \approx 0.32$ и цветовой температурой $T \approx 5000 - 6000$ К.

Световой поток светодиодов белого свечения достигает 140 лм, а световая отдача – 30,5 лм/Вт, что значительно превышает световую отдачу ламп накаливания. Световой поток светодиодов зеленого излучения достигает 140 лм. Внешний квантовый выход излучения светодиодов зеленого и синего свечения, составляет соответственно, 10,5 и 26%.

Мощные светодиоды белого свечения и других цветов свечения находят применение в осветительных и светосигнальных устройствах, в навигационных системах водных путей и т.п.

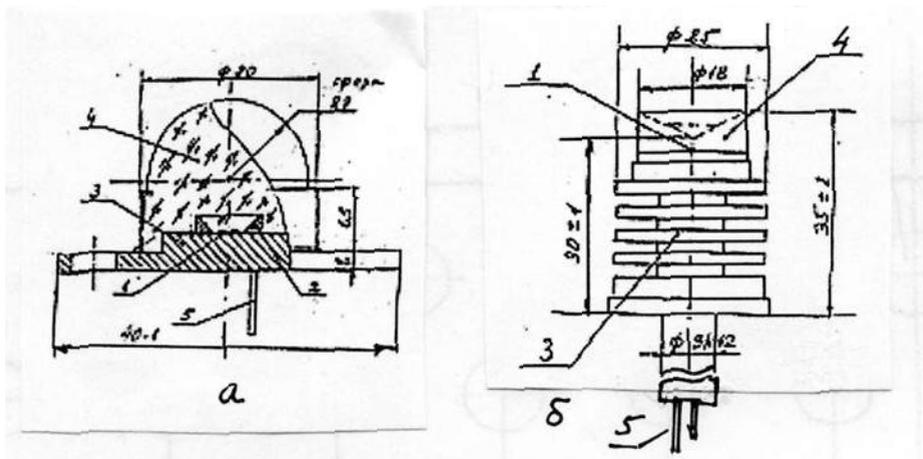


Рисунок. Конструкции светодиодов: а) – типа У-345, У-342 и У-337; б) – типа У-204.

1 – кристаллы, 2 – отражатель, 3 – кристаллодержатель, 4 – полимерный корпус, 5 – выводы.

ЛИТЕРАТУРА.

1. Патент на изобретение РФ № 2207663 «Светодиод». Приоритет от 17.07.2001. Авторы: Н.А. Гальчина, Л.М. Коган.
2. Светодиоды с узконаправленным излучением, Коган Л.М., Водовозова М.Л., Вишневецкая Б.И. и др. – Электронная техника, серия 2, Полупроводниковые приборы, вып. 1 (192), 1988, стр. 17-23.
3. Свидетельство РФ на полезную модель № 22653. Приоритет от 5.10.2001. Авторы: Л.М. Коган, И.Т. Рассохин, А.Л. Гофштейн-Гардт, Б.К. Флегонтов.

256-ТИ ЭЛЕМЕНТНАЯ ЛИНЕЙКА СВЕТОДИОДОВ НА ОСНОВЕ InGaN/GaN ГЕТЕРОСТРУКТУР

Е.В. Луценко², А.И. Стогний¹, В.В. Ткаченко³, С.В. Чумак¹, А.С. Шуленков^{1}*

¹Минский НИИ радиоматериалов, ул. Кижеватова, 86, г. Минск, 220024, Беларусь

E-mail: shulenkov@inbox.ru

²Институт физики им. Степанова НАН Беларуси, пр. Ф.Скорины, 68, г. Минск, 220072, Беларусь

³ОИПИ НАН Беларуси, ул. Сурганова, 6, г. Минск, 220072, Беларусь

Огромные успехи в создании полупроводниковых светоизлучающих устройств, перекрывающих УФ, синюю и зеленую область спектра, связаны с развитием в последнее десятилетие технологии выращивания гетероструктур на основе нитрида галлия GaN и его твердых растворов. Эти структуры находят также применение в традиционных областях электроники для изготовления приборов СВЧ, детекторов УФ излучения, устройств сильноточной и высокотемпературной электроники.

Использование матричных излучателей оправдано в светодиодноматричных модулях (СДМ), предназначенных для применения в составе устройств вывода графической информации из ЭВМ, в частности, в РФП, областью использования которых являются автоматизированные системы проектирования и изготовления оригиналов тиражирования, а именно: изготовление оригиналов тиражирования (фотошаблонов) печатных плат и микросборок радиоэлектронной аппаратуры; изготовление цветоделенных фотооригиналов полиграфических печатных форм; изготовление полутоновых фотоснимков по результатам компьютерной обработки аэрокосмических и медико-биологических снимков, данных сканерных съемок и результатов, получаемых при неразрушающем контроле.

Каждый модуль экспонирования включает в качестве базового элемента однокристалльную интегральную линейную матрицу светодиодов.

Потребность изготовления линейки светоизлучающих диодов (СИД) для фотоплоттеров на короткие длины волн возникает из-за существенно большей чувствительности и контрастности фоторегистрирующего материала в синей и фиолетовой областях спектра. Кроме того, большая квантовая эффективность СИД на основе InGaN/GaN в сочетании с более малой дозой экспонирования приводит к существенному энергетическому выигрышу, что особенно важно для бортовой аппаратуры.

Конструктивно линейка (рис.1) выполнена из двух рядов по 128 одиночных СИД размером 45×45 мкм² каждый, расположенных с интервалом 45 мкм в ряду. Ряды смещены относительно друг друга вдоль линейки на 45 мкм. Расстояние между рядами кратно 45 мкм. В области между рядами расположена общая шина, обеспечивающая отвод тока со всех светодиодов. Толщина металлизации и ширина общей шины выбраны с расчетом обеспечения предельной плотности тока в металле при максимальной нагрузке (256 элементов \times 10 мА). Линейка изготавливалась на гетероструктуре GaN:Mg-InGaN/GaN MQW-GaN:Si-GaN(undoped). Вывод излучения осуществляется через сапфировую подложку, полированную с обратной стороны. Контакты к р-области формировали двойным напылением с промежуточным отжигом Ni/Au и Ag/Ti/Au, что обеспечивает создание отражающего контакта, к п-области - напылением Ti/Al/Ti/Au. Межкомпонентная изоляция формировалась ионным травлением.

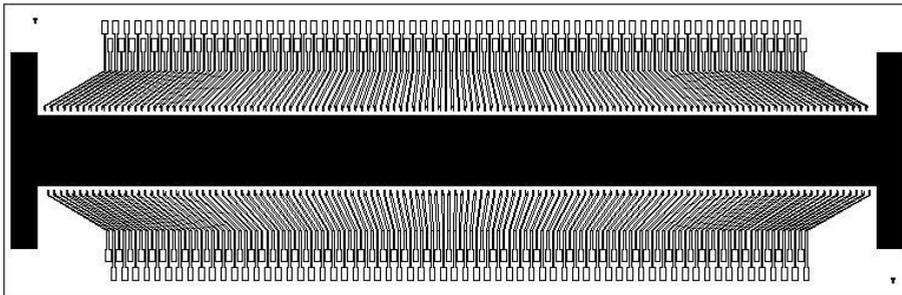


Рис. 1. Топология 256-ти элементной линейки СИД.

Получены линейки светодиодов с максимальным излучением на 439 нм и удельной мощностью излучения 3 Вт/см². Спектр излучения светодиода представлен на рис.2. На рис. 3 представлена фотография фрагмента линейки с включенными и выключенными СИД.

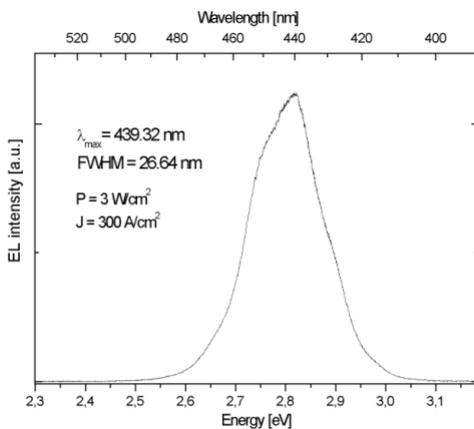


Рис. 2. Спектр излучения одиночного СИД

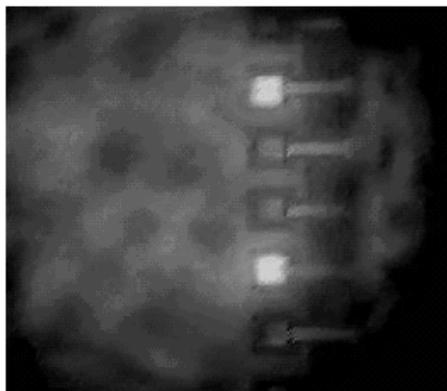


Рис. 3. Фрагмент линейки с включенными светодиодами

Таким образом, нами была разработана и изготовлена линейка из 256-ти светодиодов синего спектра излучения с размером единичного элемента 45×45 мкм² и выводом излучения через подложку, предназначенная для фотоплоттеров.

Работа выполнена при частичной поддержке ГППНИ «Оптика, электроника, информатика», задание 56

ВЛИЯНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО РАСТЕКАНИЯ ТОКА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ НИТРИДНЫХ СВЕТОДИОДОВ

И.Ю.Евстратов, В.Ф.Мымрин*, С.Ю.Карпов

ООО “Софт-Импакт”, а/я 83, пр.Энгельса 27, 194156 С.-Петербург (* e-mail: mymrin@softimpact.ru)

Большинство современных светодиодных чипов, выполненных на основе нитридов III группы, изготавливается путем выращивания планарных гетероструктур на изолирующей подложке, что предполагает одностороннее размещение p - и n -контактов на поверхности чипа и протекание токов высокой плотности вдоль контактных слоев. Это продольное растекание тока совместно с нелинейным сопротивлением p - n перехода приводит к сильной неоднородности распределения плотности тока в активной области светодиода и, соответственно, к существенной зависимости интегральных характеристик прибора от взаимного расположения и геометрии контактов. Эффект оказывается тем сильнее, чем большие токи пропускаются через светодиод. Тем самым, эффекты продольного растекания тока становятся особенно значимыми для мощных светодиодов и лазерных диодов.

В данной работе теоретически исследовано неоднородное растекание тока в светодиодных чипах планарной конструкции с реалистической геометрией контактов и его влияние на интегральные параметры прибора – внутреннюю эффективность излучательной рекомбинации, вольт-амперную характеристику, спектр излучения и последовательное дифференциальное сопротивление.

В общем случае для анализа растекания тока в светодиодном чипе необходимо использовать трехмерные модели, которые в полной постановке требуют значительных компьютерных ресурсов и временных затрат. Это не позволяет на практике провести достаточно подробное исследование разнообразных конфигураций контактов с целью выбора их оптимальной геометрии. Поэтому в данной работе нами предложена гибридная модель, учитывающая инжекцию носителей в активную область гетероструктуры в рамках одномерного приближения, а растекание тока за пределами активной области с помощью трехмерного подхода.

Одномерная дрейфо-диффузионная модель инжекции носителей в активную область, их последующей излучательной и безизлучательной рекомбинации в целом была аналогична описанной в работе [1]. Эта модель позволила связать локальную плотность электрического тока, протекающего через активную область светодиода, с разностью потенциалов на ее границах. Растекание тока в квазинейтральных областях за пределами активной области рассматривалось на основе дифференциального закона Ома.

Первоначально предложенный подход был использован для анализа характеристик голубых GaN/InGaN/AlGaIn светодиодов, изготовленных в компании Lumileds Lighting. Эти приборы, а также результаты экспериментального исследования их электрических и оптических характеристик детально описаны в работе [2].

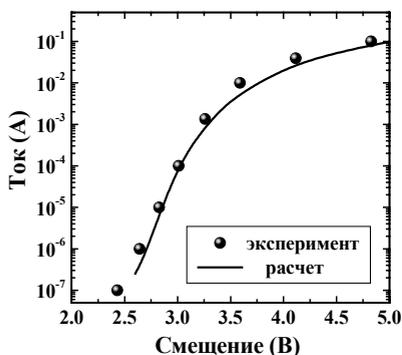


Рис.1 Сравнение экспериментальной и расчетной вольт-амперных характеристик голубого светодиода Lumileds Lighting для прямоугольной геометрии контактов.

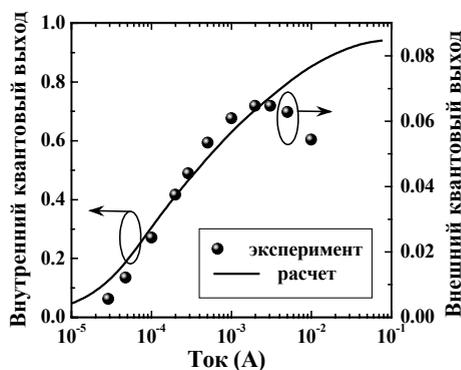


Рис.2 Корреляция между измеренной внешней квантовой эффективностью и рассчитанной внутренней квантовой эффективностью голубого светодиода Lumileds Lighting.

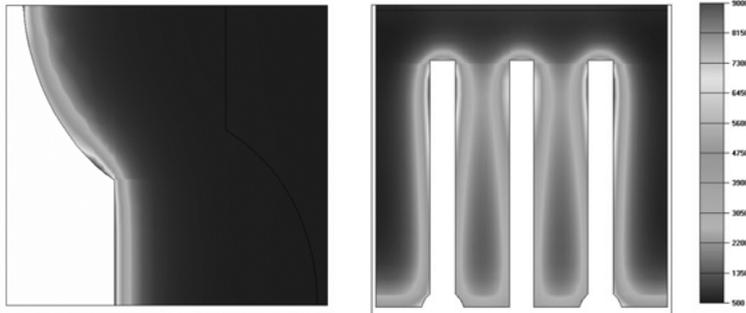


Рис.3 Распределения излучаемой световой мощности в плоскости $p-n$ перехода голубого светодиода Lumileds Lighting для различных конфигураций контактных электродов (светлые области соответствуют большей мощности излучения).

В докладе рассмотрены полученные с помощью моделирования электрические и оптические интегральные характеристики голубых светодиодов Lumileds Lighting, а также их зависимость от геометрии контактов. Некоторые результаты моделирования представлены на Рис.1-3. В частности, показано, что наблюдаемая на Рис.3 концентрация мощности излучения вдоль границ контактных электродов наблюдается во всех рассмотренных случаях, но наименьшей неоднородностью излучения обладает встречно-штыревая конфигурация контактов. Отдельно обсуждаются вопросы оптимизации гетероструктуры и конфигурации контактных электродов с целью уменьшения последовательного сопротивления светодиода и понижения неоднородности распределения плотности тока в плоскости $p-n$ перехода.

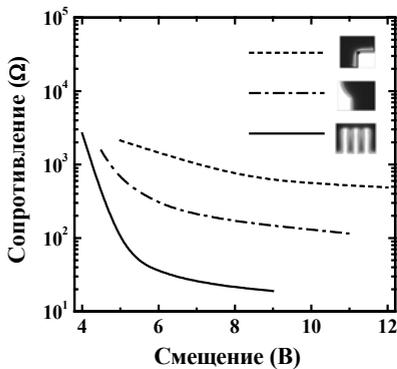


Рис.4 Зависимости дифференциального сопротивления от смещения для УФ светодиодов с различной конфигурацией контактов.

Естественно ожидать, что наиболее сильно эффекты поперечного растекания тока должны проявиться в ультрафиолетовых (УФ) светодиодах, имеющих повышенное сопротивление контактных слоев гетероструктуры из-за больших энергий активации примесных атомов. Этот вопрос был нами специально изучен в применении к светодиодной структуре, изготовленной в Sandia Labs и излучающей на длине волны 290 нм. В частности, оказалось, что различные геометрии контактных электродов дают последовательные дифференциальные сопротивления диодов, различающиеся в несколько раз, а иногда и более, чем на порядок (Рис.4). В общем случае дифференциальное сопротивление зависит от приложенного смещения, а также от полной площади контактов, проводимости и толщин контактных слоев.

Детальное сравнение различных геометрий контактов показало, что, светодиоды со встречно-штыревой конфигурацией электродов имеют не только в 1.5-2.0 раза более высокий коэффициент полезного действия по сравнению со светодиодами с простой геометрией контактов, но и позволяют достичь значительно более высокого уровня плотности излучаемой мощности в одном и том же диапазоне изменения смещения.

Литература

- [1] S.Yu. Karpov, K.A. Bulashevich, I.A. Zhmakin, et al., Phys. Stat. Solidi (b) **241**, 2668 (2004).
- [2] С.С. Маняхин, А.Э. Юнович, А.Б. Вагтана, Ф.И. Маняхин, ФТП, **37**, 1131 (2003).

АНАЛИЗ ПРИЧИН ПАДЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СВЕТОДИОДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР AlGaInN ПРИ БОЛЬШОЙ ПЛОТНОСТИ ТОКА НАКАЧКИ

И. В. Рожанский^(), Д. А. Закгейм*

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

^{*}igor@quantum.ioffe.ru

В последнее время достигнуты значительные успехи в области эпитаксиального выращивания гетероструктур на основе AlGaInN и создания на их основе светодиодов, излучающих в видимой и ближней ультрафиолетовой области с высокими значениями внешней квантовой эффективности. Высокие эффективности делают возможным создание на основе таких светодиодов источников белого света, способных составить конкуренцию традиционным источникам освещения. Однако, помимо высокой квантовой эффективности, для подобных применений от светодиодов требуется также высокая мощность излучения. В то же время, для всех существующих на данный момент гетероструктур на основе нитридов третьей группы характерен довольно резкий спад эффективности с увеличением плотности тока накачки. Несмотря на постоянный рост объема исследований гетероструктур на основе AlGaInN, значительная часть которых, правда, носит сугубо экспериментальный и эмпирический характер, механизмы и степень влияния различных параметров светодиодной гетероструктуры на эффективность электролюминесценции изучены плохо. В частности, удовлетворительного объяснения экспериментально наблюдаемого эффекта спада квантовой эффективности (внешнего квантового выхода) с ростом тока накачки в настоящее время нет.

В работе предложена новая численная модель для расчета зарядового транспорта в светодиодной гетероструктуре на основе AlGaInN в рамках диффузионно-дрейфового приближения. Зонная структура рассчитывается путем совместного решения уравнения Пуассона с уравнением нейтральности с учетом фермиевской статистики распределения носителей заряда. Расчет плотности тока проводится путем численного решения уравнений непрерывности (с учетом как излучательной рекомбинации зона-зона, так и безызлучательной рекомбинации через дефекты) совместно с уравнением Пуассона, учитывающим наличие пиро- и пьезополяризационных полей. Модель в отличие от ранее известных моделей транспорта в гетероструктурах AlInGaIn, учитывает также процессы перезарядки легирующей примеси, играющие существенную роль.

С помощью разработанной модели нами были проведены расчеты зависимости эффективности электролюминесценции от плотности тока для реальной светодиодной гетероструктуры AlGaInN [1]. Несмотря на то, что модель не содержит квантово-механического описания процесса излучательной рекомбинации в активной области гетероструктуры, она позволила адекватно описать экспериментально наблюдаемые особенности зависимости эффективности электролюминесценции от плотности тока накачки (Рис.1) и установить степени влияния различных параметров гетероструктуры. Так, рост внешнего квантового выхода при малых значениях плотности тока $j \sim 1 \text{ A/cm}^2$ связан с конкуренцией между излучательной и безызлучательной рекомбинацией и определяется концентрацией дефектов и соответствующими скоростями рекомбинации. Падение же квантового выхода при больших плотностях тока $j \sim 10-100 \text{ A/cm}^2$ связано с ослаблением эффективности эмиттера и уменьшением коэффициента инжекции дырок в активную область при увеличении прямого смещения на $p-n$ переходе. Как показывают проведенные расчеты, для этого эффекта важную роль играют положение и реальный профиль легирования широкозонного эмиттера [2], состав эмиттера, в частности эффект заглубления энергетического уровня акцепторов при увеличении доли Al в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ эмиттере [3], а также соотношение подвижностей основных и неосновных носителей заряда в p -области, определяемое доминирующими механизмами рассеяния [4]. При этом расчетные зависимости весьма чувствительны к значениям указанных параметров, однако именно при значениях близких к полученным экспериментально ([2]-[4] и др.) результаты численного моделирования показывают очень хорошее согласие с типичными зависимостями внешнего квантового выхода от плотности тока (рис.1). Полученный результат свидетельствует в пользу того, что наблюдаемый спад внешнего квантового выхода определяется, по всей видимости, исключительно зависимостью коэффициента инжекции носителей в активную область от плотности тока накачки.

Разработанная модель позволяет предложить пути оптимизации светодиодной гетероструктуры на основе AlGaInN для достижения максимальной эффективности электролюминесценции при большой плотности тока накачки.

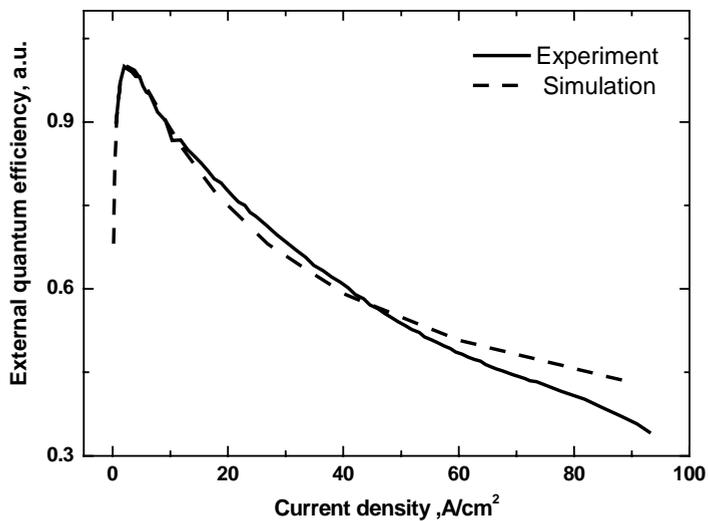


Рис.1. Экспериментальная и расчетная зависимости внешней квантовой эффективности для реальной светодиодной гетероструктуры AlInGaN

- [1] Д.А. Закгейм, И.П.Смирнова, И.В.Рожанский, С.А.Гуревич, М.М.Кулагина,Е.М.Аракчеева, Г.А.Онушкин, А.Л.Закгейм, Е.Д.Васильева, Г.В.Иткинсон, ФТП **39**(7), 885 (2005)
- [2] K. Köhler, T. Stephan, A. Perona, J. Wiegert, M. Maier, M. Kunzer, J. Wagner, J. Appl. Phys. **97**, 104914 (2005)
- [3] J.Li, T.N.Oder, M.L.Nakarmi, J.Y.Lin, H.X. Jiang, Appl. Phys. Lett. **80**(7), 1210 (2002)
- [4] Z.P.Guan, J.Z.Li,G.Y. Zhang, S.X.Jin, X.M. Ding, Semicond. Sci. Technol. **15**, 51 (2000)

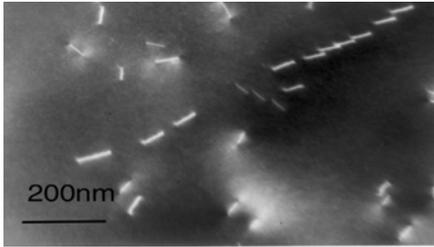
ПРИЧИНЫ ДЕГРАДАЦИИ ГОЛУБЫХ СВЕТОДИОДОВ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ХАРАКТЕРОМ СТРУКТУРНОЙ ОРГАНИЗАЦИИ НИТРИДОВ Ш-ГРУППЫ

*Н.М. Шмидт**, В.М. Бусов, А.Л. Закгейм, Р.В. Золотарева, А.В. Каманин, А.П. Карташова, А.Г. Колмаков, П.С. Копьев, В.Н. Мдивани, А.В. Сахаров, А.А. Ситникова, С.И. Трозжков
Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия
(* e-mail: Natalia.Shmidt@mail.ioffe.ru)

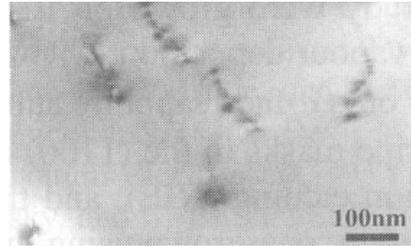
Причины деградации голубых светодиодов (СД) и лазеров на основе MQW InGaN/GaN изучаются с 1992 года [1,2], однако они до сих пор не выяснены. Представляется, что во многом это связано с тем, что большинство исследований базируется на представлениях о деградации, развитых для традиционных Ш-V и II-VI материалов, в основу которых положен процесс мультипликации дислокаций с образованием дислокационной сетки в активной области излучающих приборов.

В настоящей работе был развит иной подход, учитывающий структурные особенности нитридов Ш-группы. Известно, что нитриды Ш-группы по характеру структурной организации (СО) принципиально отличаются от традиционных полупроводников. Для них типичным является система протяженных дефектов, включающая мозаичную (доменную) структуру и высокую плотность дислокаций. Особенности релаксации этой системы и определяют многообразие СО нитридов Ш-группы, и как было показано ранее, многие электрических и оптических свойств эпитаксиальных слоев GaN и светоизлучающих структур [3,4]. Кроме того, в этих материалах достаточно большое (до 40%) количество дислокаций смешанного типа, а мозаичная структура приводит к существованию неоднородно распределенных локальных напряжений. Из материаловедения твердых тел хорошо известно, что миграция дислокаций в системах с такими структурными особенностями практически невозможна. Экспериментальное подтверждение этого вывода для СД на основе нитридов Ш-группы приведено в работе [2]. Это и явилось предпосылкой для поиска иных причин деградации.

Ранее проведенные исследования СО нитридов Ш-группы [3] позволили сделать предположение о том, что наиболее «слабые места» - дислокационные стенки на границах доменов мозаичной структуры (ДДС) и дилатационные границы между крупными доменами. Опыт работы с плохо структурно организованными (ПСО) нитридами для которых типичным является огромное количество ДДС рис.1 и неравновесного Ga (его присутствие проявляется в виде пятен на поверхности и сколах ДС)..., показал, что в таких материалах любые воздействия (напыление металла, слабый нагрев, воздействие радиации и т.д.) сопровождаются выделением Ga.. Исследование поведения ДДС в структурно хорошо организованных СД при выдержке под пучком электронов в просвечивающем электронном микроскопе (ПЭМ) показало появление пятен в области ДДС Эти факты и определили направление исследования причин деградации. Были проведены сравнительные исследования вольтамперных характеристик (ВАХ) и спектров электролюминесценции корпусированных СД до и после деградации при рабочих токах 10-20 мА в течении 1000 часов и светодиодных чипов под действием токов высокой плотности. Все СД были получены на основе InGaN/GaN MQW и выращены методом MOCVD и имели квантовую эффективность 2-10%. Эти исследования показали, что изменения ВАХ и эффективности и для того и для другого случая подобны и согласуются с результатами исследований приведенных в работах [1,2]. Обычно анализируют прямую ветвь ВАХ деградировавших СД при напряжениях больше 2В рис.2а. Наши исследования и результаты приведенные в работах Елисеева П.С. показали, что наиболее сильные изменения величины тока (на порядки) как при прямом так и при обратном смещении происходят при напряжениях меньше 2 В. рис.2.б Кроме того, наблюдается изменение энергии активации рис.2б (угол наклона ВАХ в логарифмическом масштабе). При этом оказалось, что энергия активации СД с хорошей СО после деградации рис.2б кривая 1 близка к наблюдаемой для СД с плохой СО до деградации. и квантовая эффективность ниже 0,5% рис.2 б кривая 2. Причем корпусированные СД и чипы СД демонстрируют близкие особенности ВАХ и эффективности после деградации. Исследование морфологии поверхности чипов СД до и после деградации в сканирующем электронном микроскопе как с хорошей так и с плохой СО показало, что после деградации наблюдается локальное выделение металла в виде тонких нитей по всей площади прозрачного электрода рис.3 а. Этот металл легко удаляется в специальном травителе для Ga, сохраняя большую часть прозрачного металлического электрода за исключением мелких локальных повреждений в виде ямок. рис.3 б. Проведенные исследования позволяют сделать вывод о том, что одна из причин деградации свойств СВ – миграция и сегрегация Ga вдоль ДДС. Этот процесс приводит к возникновению локальных шунтов, падению последовательного сопротивления и снижению эффективности электролюминесценции.

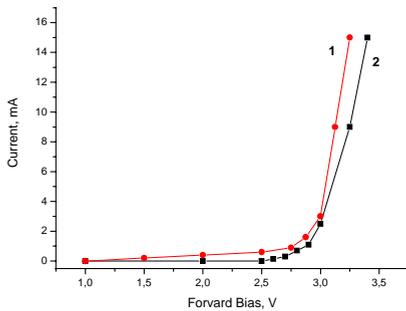


а

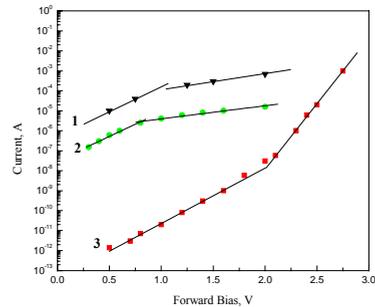


б

Рис1 Дислокационные доменные стенки (ПЭС изображение):
а- до воздействия электронного пучка б- после воздействия

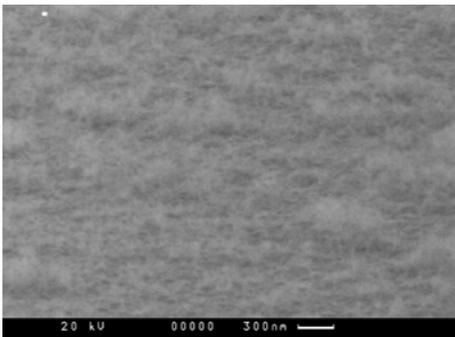


а

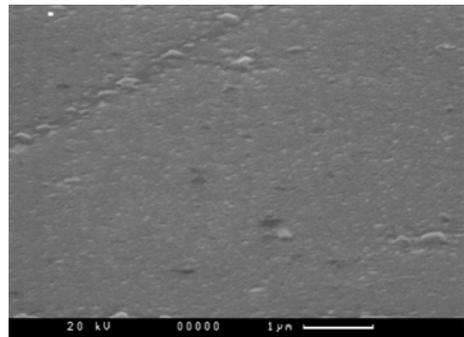


б

Рис.2 ВАХ СД (прямая ветвь) : ВАХ СД (прямая ветвь) : а1, б1 –после деградации, СД с хорошей СО; б2—до деградации СД с плохой СО, а2, б3-до деградации СД с хорошей СО



а



б

Рис.3 Вид поверхности чипа СД в сканирующем электронном микроскопе:
а - после деградации, б - после удаления Ga

Авторы выражают благодарность Лундину В.В. за предоставленную возможность исследования части из представленных в работе образцов. Работа частично финансировалась грантом РАН «Новые материалы и структуры» (грант 9..8A220).

- [1] S. Strite et al. *J. Vac.Sci. Technol.* **B10**(1992) 1237 *Phys. Stat. Sol. B*240, 273 (2003).
- [2] Shigetaka Tomiya et al. *Phys. Stat. Sol. (A)*200, 139 (2003)
- [3] A.I. Besyulkin, A.P. Kartashova, A.G. Kolmakov et al, *Phys. Stat. Sol. (c)*, **2**, (2005)
- [4] N. M. Schmidt, et al. *J. Phys.: Condens. Matter.* **14**, 13285 (2002)

ТЕПЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МОЩНЫХ AlInGaN СВЕТОДИОДОВ

*А.Д.Закгейм^{1,2}, Д.А.Закгейм², И.П.Смирнова², И.В.Рожанский², Г.А.Онушкин¹, С.А.Гуревич²,
Е.Д.Васильева³, Г.В.Иткинсон³*

1. Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур при Физико-технологическом институте им. А.Ф.Иоффе, РАН, Россия, Санкт-Петербург,
194021 Политехническая ул., д.26. *e-mail:zakgeim@mail.ioffe.ru
2. Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе, РАН, Россия, Санкт-Петербург,
194021 Политехническая ул., д.26.
3. ЗАО “Светлана-Оптоэлектроника” Россия, Санкт-Петербург, 194156,
пр.Энгельса, д.27.

За последние годы вопрос о тепловых параметрах светодиодов на основе нитридных гетероструктур приобрел особое значение в связи с использованием их в качестве источников света для широкого круга задач, включая общее освещение. Необходимые при этом световые потоки требуют от излучающих кристаллов работы на токах в единицы ампер или, другими словами, в условиях рассеяния тепловой мощности ~ 10 Вт/мм². Исследования по разработке конструкций светодиодов, способных выдерживать значительные тепловые нагрузки, интенсивно ведут мировые лидеры - производители светодиодов: “Lumileds”, “Osram”, “Nichia” и др., обсуждению вопросов эффективного тепловода (thermal management) посвящается несколько крупных ежегодных конференций [1,2].

В данной работе нами проводилось сравнительное исследование излучательных и тепловых характеристик AlInGaN излучающих кристаллов двух принципиально различных конструкций: “классической” (epitaxy-side up) и “обращенной” (flip-chip), при этом особое внимание уделялось кристаллам большой мощности и, соответственно, площади (~ 1 мм²). В качестве “классической” конструкции нами использовался кристалл типа UEC 4T40BC-R-AU, выпускаемый “United Epitaxy Corp.”, в качестве “обращенного” кристалла под флип-чип монтаж – оригинальная меза-конструкция собственной разработки. Ее отличительной особенностью является двухуровневая геометрия p-контакта, позволяющая обеспечить высокую однородность распределения тока по площади активной области, независимо от размеров и уровня инжекции [3,4]. Помимо собственно конструкции излучающего кристалла, исследовалось влияние на тепловое поведение светодиода толщины и материала платы-носителя, способов монтажа, типа корпуса и внешних условий охлаждения.

Для определения температуры активной области светодиодов были применены два метода, основанные на температурных зависимостях электрооптических характеристик приборов. По первому методу регистрировались кривые релаксации прямого напряжения на диоде сразу после быстрого переключения прибора с большого нагревающего тока (0.5-2А) на малый измерительный ток (2-5мА). Как известно, прямое напряжение на p-n-переходе зависит от его температуры, вид указанной зависимости можно получить при предварительной калибровке (обычно в диапазоне температур 300-450 К она линейна, при этом значения TCU_f для AlGaInN структур составляют 1.3-2.8 мВ/К). Для реализации метода была создана автоматизированная установка, позволяющая осуществлять быстрое переключение токов и регистрацию напряжений с точностью ~ 1 мВ и временным разрешением 10 мкс в течение 200 мс после переключения, обеспечивая таким образом, получение данных о температуре p-n-перехода и динамике остывания. Другой использованный метод определения температуры активной области основывался на сравнении спектральных характеристик приборов, получаемых в непрерывном режиме работы (собственный разогрев) и в режиме коротких импульсов с контролируемым внешним разогревом. Второй метод в сочетании с пространственным сканированием области регистрации люминесценции позволяет оценить локальный перегрев и градиенты температуры по площади кристалла [5].

Основные, полученные в данной работе, результаты заключаются в следующем. Минимальное значение теплового сопротивления p-n-переход – теплоотвод $R_{th,j-base}$ для светодиодного AlGaInN кристалла с площадью активной области $S_{act} \sim 1$ мм² составило $\sim 5-6$ К/Вт. Оно реализуется для кристалла классической конструкции при уменьшении толщины сапфировой подложки до 80 мкм и пайки кристалла на металлический теплоотвод припоем Pb-Sn, толщиной около 5мкм. Для меза-кристаллов с такой же площадью активной области, смонтированных флип-чип методом на кремниевую плату-носитель, среднее значение $R_{th,j-base}$ составило $\sim 8-9$ К/Вт. Как выяснилось при сканировании излучающей поверхности, заметный вклад в величину теплового сопротивления меза-кристаллов вносят “висячие” области, неизбежно возникающие при флип-чип монтаже. Толщина кремниевой или AlN керамической платы носителя в диапазоне 100-400 мкм не

оказывают заметного влияния на тепловое сопротивление светодиода в целом. В тоже время использование даже тонкого слоя органического клея для монтажа излучающих кристаллов (30 мкм, ПЭО-15КЕ) приводит к катастрофическому росту теплового сопротивления. К росту теплового сопротивления $R_{th,j-base}$ до значений $\sim 20-25$ К/Вт ведет также уменьшение площади кристалла от 1 мм^2 до $0.1-0.17 \text{ мм}^2$.

При работе на постоянном токе в диапазоне 1.5-2А, температура активной области мощных светодиодов может достигать 180°C . Однако, это не является фактором, оказывающим решающее влияние на насыщение зависимостей свет – ток. Как мы уже отмечали ранее [6], природа снижения квантового выхода с током для мощных квантово-размерных AlGaInN светодиодов носит электронный, а не тепловой характер, во всяком случае, в области разогрева до 200°C . Исследованные в работе конструкции светодиодов с минимизированным тепловым сопротивлением продемонстрировали способность функционирования до значений $I_{вх} = 2\text{А}$ ($P_{вх} \sim 10$ Вт). При этом $P_{вх}$ превысила значение 550 мВт ($\lambda=450-470$ нм), что отвечает уровню лучших мировых достижений.

Работа выполнена при поддержке совместного проекта с SAMSUNG ELECTRO-MECHANICS CO.,LTD.

Литература

1. “LEDs, Putting theory in practice: meeting the design & performance challenges”, 10&11 November 2004 –Brussels.
2. “LEDs 2004”, Intertech’s 5-th annual international business conference for the light emitting diode industry, October 20-22, 2004, SanDiego California.
3. D.A.Zakheim et.al.Fabrication of high-power flip-chip blue and white LEDs operating under high current density. Phys.Stat.Sol.(c), **1**, (10), 2401, (2004).
4. Д.А. Закгейм и др., Высокомощные синие флип-чип светодиоды на основе AlGaInN. ФТП, **39**, (7), 885-890 (2005).
5. Г.А. Онушкин и др. Исследование микроэлектролюминесцентных характеристик мощных AlGaInN мезапланарных светодиодов. «Нитриды галлия, индия, алюминия – структуры и приборы», Москва, МГУ, 7-9 июня 2004г., с.96
6. А.Л.Закгейм. Особенности работы светодиодов сине-зеленого диапазона на основе InGaN-структур с квантово-размерной активной областью при высоких уровнях возбуждения. Светодиоды и лазеры №1-2, 33, (2002).

СИНИЕ СВЕТОДИОДЫ МЕЗА-ПЛАНАРНОЙ КОНСТРУКЦИИ НА ОСНОВЕ AlGaInN ГЕТЕРОСТРУКТУР С УДАЛЕННОЙ САПФИРОВОЙ ПОДЛОЖКОЙ

Д.К. Марков, Д.А. Закгейм, Е.М. Аракчеева, И.П. Смирнова, М.Р. Рымалис*

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

Метод удаления сапфировых подложек с выращенных на них светодиодных эпитаксиальных гетероструктур (lift-off) [1,2] открывает широкие перспективы на пути увеличения эффективности синих светодиодов. Обычно в этом методе используется поглощаемое GaN материалом излучение мощного коротковолнового лазера, для которого сапфировая подложка является прозрачной. Облучение со стороны сапфира обеспечивает резкий нагрев приграничных областей GaN, приводящий к его термическому разложению на металлический Ga и N₂, что приводит к отделению гетероструктуры от подложки. Удаленная с подложки светодиодная структура используется, как правило, для конструирования так называемых "вертикальных" чипов, геометрия которых предполагает расположение контактных площадок по обе стороны от гетероструктуры. Кроме того, появляется возможность существенно увеличить эффективность вывода света из гетероструктуры путем создания на ее поверхности микрорельефа [3].

В настоящей работе впервые осуществлено удаление сапфировой подложки с полностью сформированного светодиодного кристалла оригинальной меза-планарной конструкции, смонтированного флип-чип монтажом на кремниевую подкристалльную плату [4]. Такая конструкция свободна от основного недостатка вертикальных чипов - потери части излучающей поверхности из-за необходимости нанесения на нее контакта. Светодиодный кристалл имел р-контакт прямоугольной формы, окруженный "вилкой" n-контакта. Общие размеры кристалла составляли 650*900 мкм. Для изготовления кристалла использовалась AlGaInN гетероструктура с длиной волны излучения 470 нм.

Излучение эксимерного KrF лазера с длиной волны 248 нм и длительностью импульса 30 нс направлялось на гетероструктуру через сапфировую подложку. Оптимальные величины плотностей энергии лазерного излучения, подобранные экспериментально, лежали в диапазоне 400-450 мДж/см². Существенно большие плотности энергии приводили к разрушению гетероструктур вследствие сильного удара, получающегося при выделении большого количества азота. При меньших значениях оставались островки с неизменными свойствами, препятствующие удалению сапфира. Хрупкость материала в сочетании с его высокой дефектностью приводят к высокой вероятности разрушения структуры в процессе lift-off операции. Особенно опасными с этой точки зрения являются области, не имеющие непосредственной опоры на носитель, то есть расположенные вне контактных площадок. Поэтому при монтаже кристалла на подкристалльную плату наряду с пайкой контактных площадок использовалась эпоксидная смола, заполнявшая все имеющиеся пустоты и являвшаяся дополнительной механической опорой для кристалла. Так как площадь кристалла была относительно мала по сравнению с площадью пятна лазерного излучения, то он целиком попадал в зону облучения, и удаление сапфировой подложки происходило под действием сил, возникающих при выделении газообразного азота. Иногда подложка удерживалась слоем металлического Ga. В этом случае она легко удалялась при нагреве образца до температур выше температуры плавления галлия (29,75 °С).

Так как галлий непрозрачен, то образование его на поверхности в результате lift-off процедуры приводит к резкому ухудшению оптических характеристик кристалла. Как видно из рисунка 1, квантовый выход кристалла после облучения, существенно меньше его квантового выхода до удаления подложки. Как правило, в экспериментах падение составляло 40-60% от исходного уровня. Удаление металлического галлия с поверхности можно осуществить несколькими способами. Он легко растворяется в серной и соляной кислотах, реагирует со щелочами, а также легко взаимодействует с галогенами (кроме йода). Наши эксперименты по травлению в растворах HCl и KON подтвердили возможность эффективного удаления галлия с поверхности (структура становилась прозрачной). Однако, квантовая эффективность кристалла хоть и выросла существенно, но не достигала значений, характерных для исходных кристаллов, оставаясь на уровне 90% от первоначальных значений. Альтернативным вариантом обработки поверхности является реактивное ионное травление в хлорсодержащей плазме. Этот метод особенно перспективен, так как наряду с удалением галлия он позволяет создать на поверхности образца микрорельеф, способствующий более эффективному выводу излучения из кристалла. Как видно из рис.1, в результате травления в газовой смеси Cl₂: Ar = 10: 15 внешняя эффективность светодиодного кристалла увеличивается на 25-30% по сравнению с исходным значением.

Исследование поверхности на сканирующем электронном микроскопе обнаружило наличие микрорельефа в виде трубочек или пирамидок с характерными размерами в сотни нанометров (рис. 2), присутствие которых и объясняет увеличение излучающей способности кристалла. Следует отметить, что развитие рельефа происходило наиболее эффективно в областях, где на поверхности образцов имелись кратеры, образовавшиеся при отслоении подложки, на ровных участках он менее выражен. Очевидно, что при получении рельефа на всей поверхности образца можно ожидать намного более существенного увеличения эффективности вывода света. К сожалению, достижение этой задачи путем увеличения времени травления не представляется возможным в силу ограниченности толщины p-слоя. С этой точки зрения значительно увеличить времена травления можно было бы при использовании эпитаксиальных структур, выращенных на толстых (10-15 мкм) буферных слоях ("templates") GaN. Интересным результатом также является возможность увеличивать эффективность вывода света из кристалла, располагая образец при травлении под разными углами. Так нам удалось на 1-2% увеличить квантовую эффективность, повернув плоскость образца с вытравленным рельефом на угол 45° и дополнительно протравив его в таком положении.

Из кристаллов, полученных вышеописанным методом lift-off, были изготовлены светодиоды с линзой из оксидного компаунда. Эти светодиоды устойчиво работают в непрерывном режиме при токах накачки до 300 мА, и демонстрируют максимальную выходную оптическую мощность 110 мВт.

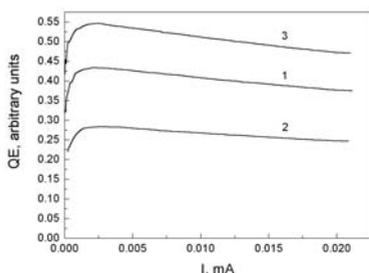


Рис.1 Зависимость квантовой эффективности кристалла от тока накачки.

1- исходный образец, 2- удалена сапфировая подложка, 3- реактивное ионное травление в газовой смеси Cl_2 : Ar = 10: 15

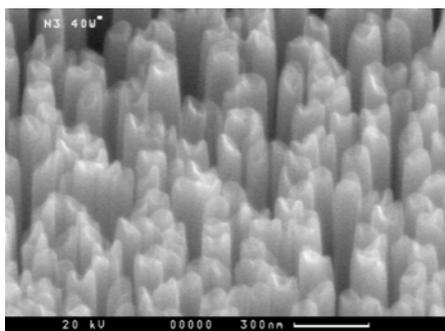


Рис.2 Характерный микрорельеф, образовавшийся на p-поверхности кристалла при травлении в газовой смеси Cl_2 : Ar = 10: 15

1. W.S. Wong, T. Sands, N.W. Cheung, M. Kneissl et al. Appl. Phys. Lett. **75**, 10, 1360 (1999)
2. J. Xu, R. Zhang, Y.P. Wang, X.Q. Xiu et al. Materials Letters **56**, 43 (2002).
3. T. Fujii, Y. Gao, R. Sharma, E.L. Hu, P.S. DenBaars, S.Nakamura. Appl. Phys. Lett. **84**, 6, 855 (2004)
4. Д.А. Заггейм, И.П. Смирнова, И.В. Рожанский, С.А. Гуревич и др. ФТП **39**, 7, 885 (2005)

ПОЛУПРОЗРАЧНЫЕ ОМИЧЕСКИЕ КОНТАКТЫ ДЛЯ МОЩНЫХ НИТРИДНЫХ СВЕТОДИОДОВ И ПРОБЛЕМЫ ОДНОРОДНОСТИ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ.

Онушкин Г.А.^{1}, Лундин В.В.², Лундина Е.Ю.², Цацульников А.Ф.²*

1 НТЦ при ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург; 2 ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург e-mail: greezly@mail.ioffe.ru*

В последнее время существенные достижения в области эпитаксиального роста нитридных AlInGaN гетероструктур дали значительный толчок развитию светодиодов, излучающих в видимой и ультрафиолетовой части спектра. Появилась возможность использовать нитридные светодиоды в осветительной технике. Для этих целей необходимо использовать мощные светодиоды, способные работать на больших токах. Однако в связи с необходимостью гетероэпитаксиально роста на сапфировых подложках возникает целый ряд проблем, ограничивающих увеличение мощности с одного чипа и увеличение излучающей площади светодиодов. Существует несколько вариантов решения обеих проблем. Первый, так называемая технология “flip-chip” монтажа, по которой кристалл монтируется контактами и p-n переходом вниз на соответствующие контактные площадки, которые также играют роль теплоотвода. Второй вариант монтажа более распространен для диодов малой мощности, при котором кристалл с полупрозрачными p-контактами монтируется сапфиром вниз на теплоотвод. При этом для мощных диодов используется специальная конфигурация контактов для достижения однородности растекания тока и уменьшается толщина сапфира для уменьшения теплового сопротивления.

В “flip-chip” технологии для увеличения излучающей площади светодиода приходится применять сложную конфигурацию контактов с применением диэлектрических слоев [1], что сильно увеличивает тепловое сопротивление диода и создает места со значительным локальным перегревом из-за неоднородности теплового сопротивления по площади диода. По этой причине использование стандартного монтажа кристалла с полупрозрачными p-контактами позволяет более свободно увеличивать площадь излучающей поверхности и обеспечивать однородное распределение температуры p-n перехода. Этот вывод подтверждают результаты исследования карт распределения микроэлектролюминесценции диодов со встречно-штыревой геометрией контактов [2].

В данной работе проводились исследования Ni/Au полупрозрачных контактов к p-GaN, изготовленных методом термического напыления в вакууме. Контакты напылялись на AlInGaN светодиодные структуры с квантовыми ямами, выращенные в ФТИ им. А.Ф. Иоффе. В процессе исследования варьировалась толщина контактных слоев и температура отжига. Электрические характеристики контактов исследовались при измерении вольтамперных характеристик светодиодных структур. Контактное сопротивление оценивалось с применением кольцевой топологии контактов (метод Ривса) [3]. Прозрачность контактов исследовалось с помощью измерения оптического пропускания сквозь светодиодную структуру. Интенсивность электролюминесценции под контактами и её однородность исследовалось с помощью измерений карт микроэлектролюминесценции [4]. Проводились измерения сопротивления растекания полупрозрачных контактов.

Как показали исследования, после отжига наблюдалось значительное просветление Ni/Au контактов (рис.1.). Уменьшение толщины металлических слоев приводило к заметному увеличению интенсивности электролюминесценции (ЭЛ) (рис.2.), но одновременно возрастало сопротивление растекания по контакту, и ухудшалась однородность ЭЛ. В итоге были получены полупрозрачные Ni/Au контакты с прозрачностью 80%, сопротивлением растекания 10 Ом/кв.см, что сопоставимо с сопротивлением растекания по p-GaN базовому слою светодиода. Величина контактного сопротивления, измеренная на малых токах имела величину 2×10^{-2} Ом*см². Достоверность данной величины вызывает сомнения, поскольку в рабочем режиме диод с площадью p-контакта 3×10^{-3} см² имеет общее дифференциальное сопротивление 3 Ом, тогда как только контактное сопротивление при этом было бы равно 7 Ом. Вероятнее всего, что для достоверного измерения контактного сопротивления необходимо использовать достаточно толстые (несколько мкм) слои p-GaN, тогда как в светодиодной структуре эта величина составляет обычно всего 0,2-0,3 мкм.

Для оценки влияния различных параметров светодиода с полупрозрачными контактами на однородность растекания тока (или ЭЛ) были проведены модельные расчеты растекания тока в многослойной светодиодной структуре. Как показал анализ результатов моделирования, для технологии “flip-chip” монтажа наибольшее влияние на однородность ЭЛ оказывает сопротивление растекания p-GaN слоя. Но, к сожалению, увеличение уровня легирования и толщины p-GaN слоя лимитированы возможностями MOCVD роста и требованиями к качеству структуры. В отличие от

“flip-chip” монтажа, для светодиодов с полупрозрачными контактами заметное влияние на однородность оказывает влияние сопротивление растекания по р-слою, тогда как сопротивление п-слоя влияет слабо. Растекание по полупрозрачному р-контакту наиболее критично сказывается на однородности ЭЛ. Результаты расчетов сравнивались с результатами измерения распределения микроЭЛ в светодиодах с полупрозрачными р-контактами со встречно-штыревой геометрией. Расчет производился с использованием следующих значений параметров слоев: толщина n-GaN 3мкм, проводимость 100 (Ом*см)⁻¹; толщина р-слоя 0,2 мкм, проводимость 5 (Ом*см)⁻¹; сопротивление растекания полупрозрачного Ni/Au р-контакта 5 Ом/квдрат. Как видно из рис. 3 и 4 наблюдается хорошее соответствие расчетов с экспериментом.

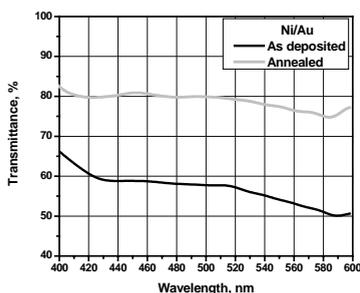


Рис.1. Спектры пропускания полупрозрачных Ni/Au контактов, до и после отжига

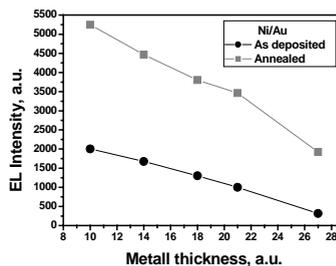


Рис.2. Зависимость интенсивности ЭЛ от толщины металлов для контактов до и после отжига.

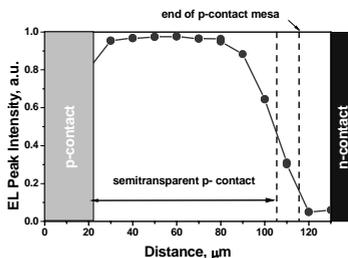


Рис.3. Экспериментальное распределение интенсивности ЭЛ под полупрозрачным р-контактом.

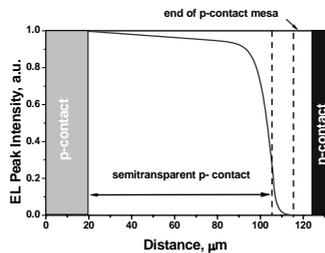


Рис.4. Расчетное распределение интенсивности ЭЛ под полупрозрачным р-контактом.

Полученные данные демонстрируют возможность получения полупрозрачных Ni/Au контактов к р-GaN, обладающих малым поглощением, низким сопротивлением растекания и небольшим контактным сопротивлением. Это в свою очередь, позволяет обеспечить достаточно высокую однородность ЭЛ по площади диодов и, следовательно, использовать подобные контактные схемы в мощных нитридных светодиодах.

[1] Д.А.Закейм, И.П.Смирнова, И.В.Рожанский, С.А.Гуревич, М.М.Кулагина, Е.М.Аракчеева, Г.А.Онушкин, А.Л.Закейм, Е.В.Васильева, Г.В.Итkinson, ФТП **39**(7), 885, (2005).
 [2] J. J. Wierer, D. A. Steigerwald, M. R. Krames, J. J. O’Shea, M. J. Ludowise, G. Christenson, Y.-C. Shen, C. Lowery, P. S. Martin, S. Subramanya, W. Gotz, N. F. Gardner, R. S. Kern, and S. A. Stockman, Appl. Phys. Lett. **78** (22), p. 3379 (2001).
 [3] G.K. Reeves, Solid-State Electronics Vol. 23, p.487, (1980).
 [4] Онушкин Г.А., Закейм А.Л., Закейм Д.А., Смирнова И.П., Рожанский И.В., Цацунников А.Ф., Лундин В.В., тезисы докладов III Всероссийской конференции “Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы” Москва, 07-09 июня 2004г.

СОЗДАНИЕ РАССЕИВАЮЩЕГО *P*-КОНТАКТА В СВЕТОДИОДАХ НА ОСНОВЕ AlInGaN

И.П.Смирнова, Д.А.Закгейм, М.М.Кулагина, Л.К.Марков*

Физико-Технический Институт им. А.Ф.Иоффе РАН, 194021 С.-Петербург, Политехническая, 26
*e-mail: irina@quantum.ioffe.ru

В настоящее время разработка высокоэффективных мощных светодиодных кристаллов, излучающих в синем и ультрафиолетовом диапазонах, является одной из основных задач в исследовании полупроводниковых приборов на основе нитрида галлия и его твердых растворов. Несмотря на большое количество работ, направленных на повышение внешнего квантового выхода излучения, его значение в лучших образцах светодиодов не превышает 40-50% [1]. Основным фактором, ограничивающим внешнюю эффективность светодиода, является полное внутреннее отражение генерируемого светового излучения на границах полупроводника с воздухом и/или с сапфировой подложкой. Наиболее эффективными способами преодоления этой проблемы представляются создание рассеивающих свет поверхностей [2], микрорезонатора внутри активной области [3], фотонного кристалла [4].

В работе [5] было показано, что эффективность вывода света падает с увеличением геометрических размеров кристалла, поскольку для кристаллов большого размера меньше удельный вклад в общий поток света, отраженного от наклонных боковых стенок меза-структуры. Это означает, что в кристаллах большой площади на первый план выходит проблема повышения эффективности вывода света путем создания рассеивающих поверхностей на границе полупроводник/подложка и/или полупроводник/металл, поскольку оптимизация наклонов боковых стенок меза-структуры уже не дает существенного результата.

В данной работе рассматриваются светодиодные кристаллы на основе AlInGaN гетероструктуры с рассеивающим *p*-контактом. Предлагаемый способ создания рассеивающего контакта к *p*-слою GaN заключается в формировании микрорельефа на *p*-поверхности, на которую наносится отражающий контакт на основе Ni/Ag, требующий специального отжига.

Для получения микрорельефа на *p*-поверхности GaN проводилось травление в кипящем растворе ортофосфорной кислоты. Морфология растравленной *p*-поверхности GaN показана на Рис. 1. Далее по технологии, подробно описанной в [6], изготавливались светодиодные кристаллы. На *p*-поверхность наносилось двухслойное металлическое покрытие, состоящее из 5 nm Ni и 200 nm Ag. Серебро осаждалось методом магнетронного распыления в аргоновой плазме, а никель — термическим испарением. *P*-контактные площадки формировались прямой фотолитографией. Далее проводилось реактивное ионное травление в хлорсодержащей плазме для вскрытия площадок под *n*-контакт. В качестве *n*-контакта использовалась Ti/Al/Ti/Au металлизация. Для формирования рассеивающего покрытия проводился специальный отжиг в вакууме в диапазоне температур от 350°C до 500°C в течение 2, 5, 10, 20 и 30 минут. Наилучшие результаты были достигнуты для образцов, отожженных при 500°C в течение 20 минут (Рис. 2).

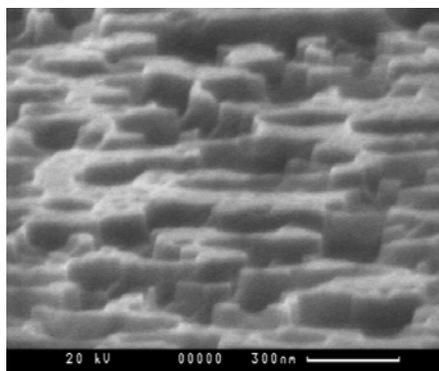


Рис. 1. Микрофотография поверхности *p*-GaN после травления в H_3PO_4 в течение 3 минут

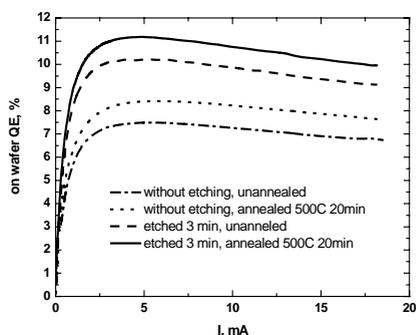


Рис. 2. Зависимость внешнего квантового выхода от тока накачки

Измерения внешнего квантового выхода полученных светодиодных кристаллов проводились до разделения пластины на отдельные чипы. На Рис. 2 приведены зависимости внешнего квантового выхода от тока накачки для исходных образцов и для образцов, обработанных в H_3PO_4 . Из сравнения видно, что создание рассеивающей поверхности на границе GaN/металл приводит к увеличению внешнего квантового выхода в 1,5 раза.

Таким образом, мы полагаем, что решающим фактором в формировании рассеивающего контакта на границе металл/полупроводник является создание рельефа на поверхности полупроводника. Контроль морфологии p -поверхности GaN является необходимым условием для дальнейших исследований в данном направлении. С этой точки зрения, создание p -поверхности с развитой морфологией непосредственно в процессе роста эпитаксиальной структуры представляется, на наш взгляд, наиболее перспективным.

- [1] M.Yamada, T.Mitani, Y.Narukawa, S.Shioji, I.Niki, S.Sonobe, K. Deguchi, M.Sano, T.Mukai, *Jpn.J.Appl.Phys.*, **41**, L1431 (2002)
- [2] T.Fujii, Y.Gao, Y.Gao, R. Sharma, E.L.Hu, S.P.DenBaars, S.Nakamura, *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 855 (2004)
- [3] Y.C.Shen, J.J.Wierer, M.R.Krames, M.J.Ludowise, M.S.Misra, F.Ahmed, A.V.Kim, G.O.Mueller, J.C.Bhat, S.A.Stockman, P.S.Martin, *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 2221 (2003)
- [4] J.J.Wierer, M.R.Krames, J.E.Epler, N.F.Gardner, M.G.Craford, J.R.Wendt, J.A.Simmons, M.Sigalas, *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 3885 (2004)
- [5] V.A.Zabelin, D.A.Zakheim, S.A.Gurevich, *IEEE J. of Quantum Electronics*, **40**, 1675 (2004)
- [6] Д.А.Закгейм, И.П.Смирнова, И.В.Рожанский, С.А.Гуревич и др., *ФТП*, **39**, 885 (2005)

ИССЛЕДОВАНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕТОДИОДОВ

В.С.Абрамов, А.Н.Туркин, В.П.Сушков, А.Ю.Сверчков, В.М.Харитонов*
«ACOL Technologies S.A.», Москва, Дмитровский пр., д. 10, стр. 8, e-mail: andrey.turkin@acol.biz

Были проведены исследования характеристик излучения светодиодов на основе кристаллов Epistar, Cree и Lumileds при возбуждении их прямоугольными импульсами тока длительностью 1мкс и частотой следования импульсов 1000Гц, и 10мкс, 100Гц. Требовалось определить, при каких амплитудах тока в диапазоне 100-1000мА происходит перегрев p-n перехода.

Светодиоды были собраны на единичных квадратных медных основаниях (12x12мм), по центру которых устанавливался кристалл и накрывался 30° сферической линзой. Полость между линзой, кристаллом и основанием заполнена прозрачным гелем. Исследовалось по 5 образцов для каждого вида кристаллов.

Светодиод помещался на торце закрытого цилиндрического кожуха, на противоположной стороне которого находился фотодиод для съема сигнала. Питание на светодиод через схему усиления подавалось от генератора типа Г5-54 и контролировалась при помощи двухканального осциллографа, к другому каналу которого через усилитель подключен фотодиод для съема качественной характеристики излучения.

Прямоугольный возбуждающий импульс на светодиод подавался сначала в режиме 1мкс/1000Гц с амплитудой от 100 до 1000мА (шаг 100мА), затем в том же диапазоне амплитуд в режиме 10мкс/100Гц.

Диоды на основе кристаллов Epistar:

Красные – кривые излучения на двух режимах в исследуемом диапазоне практически не отличаются, прямые, до амплитуды 700мА идут вместе, затем кривая для импульса 10мкс/100Гц начинает незначительно загибаться. Можно сделать вывод, что режимы для красных кристаллов Epistar равнозначны и можно работать при амплитудах импульсов до 1000мА.

Желтые. Для режима 1мкс/1000Гц происходил загиб характеристики при амплитуде около 800-900мА, при этом у половины образцов после достижения тока 600-700 мА происходила незначительная «просадка» кривой, которая при повторном измерении сохранялась во всех точках диапазона. Для режима 10мкс/100Гц загиб наступал в диапазоне амплитуд 400-500мА. Таким образом, режим 1мкс/1000Гц для желтых кристаллов Epistar более предпочтителен, возможные амплитуды до 800 мА.

Диоды на основе кристаллов Lumileds:

Желтые. Для режима 1мкс/1000Гц характеристика идет практически прямо до 700мА, после чего начинает незначительно загибаться. Кривая излучения в режиме 10мкс/100Гц идет ниже кривой 1мкс/1000Гц и медленно загибается при амплитуде возбуждающего импульса выше 500мА, но в исследуемом диапазоне полного загиба еще не происходит. Соответственно, режим 1мкс/1000Гц является для светодиодов на основе желтых кристаллов Lumileds предпочтительным и в нем можно работать с амплитудами импульсов до 1 А.

Диоды на основе кристаллов Cree:

Зеленые. Форма характеристик для режимов 1мкс/1000Гц и 10мкс/100Гц практически не отличаются, кривая 1мкс/1000Гц следует незначительно выше. Медленный загиб характеристик происходит от амплитуды импульса 100мА. Полный загиб кривых наступает при амплитудах 800-900 мА. Для светодиодов на основе зеленых кристаллов Cree режим 1мкс/1000Гц более предпочтителен, амплитуды импульсов до 600-700мА.

ЭФФЕКТИВНЫЕ ФОТОЛЮМИНОФОРЫ ДЛЯ БЕЛЫХ СИД

В.С. Абрамов, Н.П. Сошниц, А. В. Шишов, А. Н. Туркин*, А. О. Устинов

ACOL Technologies S. A., Москва, Дмитровский пр., д. 10, стр. 8, e-mail: andrey.turkin@acol.biz

Предложенные задолго до белых светодиодов фирмы «Ничия» [1] бинарные конструкции нитридных излучателей со стоксовым люминофором [2] интенсивно совершенствуются. При этом основные наши исследования преимущественно сосредоточены в области новых люминесцентных матриц, переизлучающих коротковолновый свет гетероперехода. В докладе сообщается о работах по созданию новых эффективных фотолюминофоров, проведенных по двум основным направлениям:

- усовершенствованию излучающих материалов с кристаллической кубической решеткой граната, содержащих как стандартный набор основных элементов (Y, Gd, Al, Sc, Lu), так и композиции с ионами элементов 1, 2, 4, 5, 6 групп Периодической Системы;
- созданию новых широкозонных излучателей на основе моно-, ди-, трисиликатов элементов 2 группы с активацией ионами двухвалентных элементов типа Eu, Sn, Sm.

При синтезе гранатных фотолюминофоров для получения более высокой световой эффективности использовались приемы плавного приближения спектрального максимума фотолюминофоров к экстремуму световой чувствительности глаза (555 нм) путем изменения параметров решетки гомогенных твердых растворов Y-Gd-Lu-Al гранатов. Для оптимизации коэффициента спектрального поглощения d-f переходов активирующего гранаты иона Ce использовались изовалентные замещения Al на ионы Ga, Fe, Sc, In.

Эффективность излучения в основной полосе интегрального излучения граната существенно повышалась при сужении полуширины и вариации асимметрии спектральной кривой, что достигалось разработкой специальных бездиффузионных методов введения активирующих ионов (Ce, Pr, Dy) в результате чего получены значения полуширины спектра в 114 нм вместо стандартных 128 нм. Высокий квантовый выход люминесценции гранатов составил 94-96 %, что обуславливалось разработанной технологией монокристаллизации каждого зерна фотолюминофоров с приобретением ими естественной морфологии виде гексагондододекаэдра или тетрагонтриоктаэдра. Синтезированы два основных типа гранатных фотолюминофоров для возбуждения светом в поддиапозонах 455 нм и 470 нм. Точная регулировка состава, оптимальность дисперсности и морфологии зерен с отсутствием в них центров безизлучательной рекомбинации позволили достигнуть световую отдачу бинарной конструкции свыше 30 лм/Вт для холодно и теплобелого цветов.

Полностью патентно-независимой альтернативой гранатам являются силикатные фотолюминофоры, построенные с использованием моно- ди- три- силикатам элементов 2 группы, кристаллизующимся в моноклинной, гексагональной, или орторомбической сингонии. Активирующие ионы обеспечивают полуширину спектра излучения в 60-90 нм, поэтому силикатные люминофоры выгодно применять попарно, что сопровождается существенным увеличением индекса цветопередачи (более 90 единиц). Выход силикатных люминофоров приближается к гранатам и может быть выше, чем у последних из-за меньшей разницы в коэффициентах преломления полимера и зерен фотолюминофора, поэтому их применение будет постоянно возрастать.

Литература:

1. Shimizu S., US patent 5.998.925
2. В.С. Абрамов, В.П. Сушков, Авторское свидетельство СССР №635813, 1971 г.

ТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА ДИСКРЕТНЫХ СВЕТОДИОДОВ И МАТРИЦ

В.С. Абрамов, В.П. Сушков, А.Н. Туркин, А.В. Шишов*

«ACOL Technologies S.A.», Москва, Дмитровский пр., д. 10, стр. 8, e-mail: andrey.turkin@acol.biz

Исследованы тепловые свойства зелёных и синих AlInGaN дискретных светодиодов, красных и жёлтых AlGaInP дискретных светодиодов, а также матриц на основе AlInGaN кристаллов. Были измерены тепловые сопротивления светодиодов и матриц, имеющих различные конструкции «встроенных радиаторов». Измерения были выполнены при температуре окружающей среды 25⁰С, тепло отводилось свободной конвекцией воздуха без использования каких-либо внешних радиаторов.

Использованы два метода измерения тепловых сопротивлений. Первый метод основан на измерении зависимости прямого напряжения светодиода от температуры, второй метод основан на измерении температурной зависимости длины волны в максимуме спектра излучения приборов. При этом, комбинация этих двух методов даёт возможность измерить тепловые сопротивления кристаллов.

Проведено моделирование тепловых процессов в светодиодных матрицах. Результаты моделирования коррелируют с экспериментально полученными результатами.

ИССЛЕДОВАНИЯ СПЕКТРОВ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И ИНДЕКСОВ ЦВЕТОПЕРЕДАЧИ СВЕТОДИОДОВ НА ОСНОВЕ НИТРИДА ГАЛЛИЯ ПРИ ПОВЫШЕННЫХ ТОКАХ

В.С.Абрамов¹, П.П.Аникин¹, С.С.Просветова¹, М.В.Рыжков¹, А.В.Шишов¹, А.Н.Туркин^{1,2},
А.Э.Юнович²*

¹«ACOL Technologies S.A.», Москва, Дмитровский пр., д. 10, стр. 8, e-mail: andrey.turkin@acol.biz

²МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Ленинские горы, ГСП-2

Были исследованы индексы белых СД на основе голубых структур, покрытых желто-зеленым люминофором. Разработана программа расчёта индексов R_i , которые характеризуют спектры СД в сравнении со спектрами излучения абсолютно черного тела при отражении от 8 разных тестовых отражающих поверхностей. Также были определены цветовые характеристики СД: координат цветности и индексов цветопередачи R_i в широком диапазоне токов и значения частных индексов R_i для тестовых поверхностей и общего индекса $R=(1/8)\sum R_i$ для разных СД в зависимости от тока.

Разработанная программа позволяет рассчитывать координаты цветности в соответствии со стандартами МКО 1931, 1960, 1976 и 1995 гг. и представлять их на цветовых диаграммах. Она позволяет рассчитывать общий индекс цветопередачи от 8 тестовых (стандартных) отражающих поверхностей и частные индексы R_i от 14 стандартных поверхностей.

Показано, что если вид спектров белых СД близок к эталонному спектру (сборка из 16 белых СД или сборка из 4 СД) индексы цветопередачи увеличиваются при выборе эталонного спектра при температуре, соответствующей коррелированно цветовой температуре СД. Это следует учесть при выработке будущих стандартов для цветовых характеристик СД.

Цветовые характеристики сборки из 16 белых светодиодов: координаты цветности $(x, y) = (0.340, 0.347)$ и индекс цветопередачи $R(0) = 65$ при CCT = 5204 К достаточны для применения в светодиодном освещении. Ограничения на применения могут ставить определенные частные индексы цветопередачи $R(i)$.

Цветовые характеристики сборки из 4 светодиодов (красного, голубого и двух зеленых): $(x, y) = (0.324, 0.419)$ и индекс цветопередачи $R(0) = 47$ при CCT = 4450 К. Они достаточны для применения в светодиодных экранах и табло, но недостаточны для применения в светодиодном освещении.

Проведен теоретический анализ результатов.

СПЕКТРЫ, ЦВЕТОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И СВЕТООТДАЧА БЕЛЫХ СВЕТОДИОДОВ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР InGaN/AlGaIn/GaN, ПОКРЫТЫХ ЛЮМИНОФОРАМИ

**М.Л.Бадгутдинов¹, Н.А.Гальчина², Е.В.Коробов¹, Л.М.Козан²,
Ф.А.Лукьянов¹, И.Т.Рассохин², Н.П.Социн³, А.Э.Юнович^{1*}**

1. МГУ им.М.В.Ломоносова, 119992 ГСП-2 Москва, Ленинские горы, Физический ф-т

(* e-mail: yunovich@phys.msu.ru)

2. НПЦ «ОИТЭЛ»

3. ФГУП «Платан»

Исследованы спектры и эффективность электролюминесценции (ЭЛ) мощных белых светодиодов (СД) на основе гетероструктур InGaN/GaN, покрытых люминофорами типа алюмоиттриевых гранатов [1-2]. Белое свечение создается за счет переизлучения части синего излучения в широкую желто-зеленую полосу в люминофорном покрытии кристалла. Мощность излучения СД с площадью кристаллов 0,8 - 1,6 мм² достигает порядка 150 мВт при рабочем токе J = 350 мА. Люминофоры на основе алюмоиттриевых гранатов с общей формулой Y_{3-x}(TR)_xAl_{5-y}Ga_yO₁₂:Ce³⁺ могли быть изменены замещением части (x) ионов иттрия Y³⁺ на атомы переходных металлов, в частности – гадолиния или празеодима (TR = Gd, Pr), или части (y) атомов Al на атомы Ga. Добавки Gd позволяли смещать максимум полосы люминесценции от 530 до 590 нм. Добавки Ga – максимум поглощения от 475 до 445 нм для согласования с максимумом спектра излучения диода. Эффективность возбуждения зависит от положения максимума голубой линии относительно полосы поглощения люминофора. Изменяя толщину люминофора, можно было изменять соотношение интенсивностей голубой и желто-зеленой полос и цветовые характеристики СД [2-3].

Положение основного максимума в спектрах (λ≈460 нм), ширина на половине интенсивности составляет 0,13 эВ (J = 350 мА) (рис. 1). Сдвиг спектрального максимума в коротковолновую сторону при малых токах сравнительно мал (0,5-1 нм), что можно объяснить модулированным легированием активной области с множественными квантовыми ямами [4]. Сдвиг в длинноволновую сторону на 1-1,5 нм и изменение коротковолнового спада спектра при больших токах (>100 мА) обусловлены нагревом. Характерный параметр экспоненциального спада изменяется в пределах от 43 мэВ до 62 мэВ. Отсюда сделана оценка повышения температуры при 350 мА: ΔT ≈ 130 К. На длинноволновом крыле основной полосы наблюдается особенность вблизи 2,63 эВ (471,5 нм), обусловленная поглощением излучения диода материалом люминофора.

Максимум излучения люминофора приходится на 575 нм (2,156 эВ) во всем диапазоне токов, полуширина полосы равна 0,5 эВ (при токе 350 мА). В спектре излучения люминофора наблюдается пик излучения, связанный с наличием в составе люминофора редкоземельных металлов (Dy, Pr). Пик разрешается как дублет с длинами волн 695,5 и 694 нм. Минимум спектральной интенсивности между основной линией диода и желто-зеленой полосой люминофора (2,45 – 2,48 эВ) проявляется достаточно резко. Отношение интенсивностей основного пика и максимума полосы люминофора становится слабо зависящим (отношение 2,6-2,8) от тока при J > 30 мА.

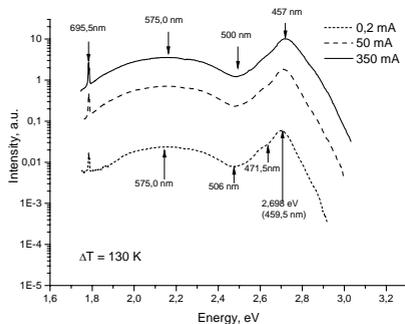


Рис. 1. Спектры излучения белого СД при изменении тока (J = 0,2 – 400 мА). Пик в красной области обусловлен добавкой Pr.

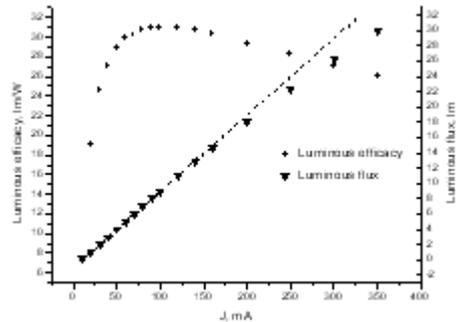


Рис. 2. Светоотдача белого СД [лм/Вт] в зависимости от тока. Максимум светоотдачи достигается при токе 100 мА – 31 лм/Вт.

Люмен-эквивалент спектров составляет 240-270 лм/Вт; координаты цветности были в пределах $x=0,30-0,35$; $y=0,28-0,33$; общие индексы цветопередачи, рассчитанные с учетом стандартов МКО 1995, изменялись в пределах 0.65-0.70. Обсуждается связь спектров и светоотдачи белых СД со спектрами и светоотдачей синих СД из тех же структур, но без люминофоров.

Светоотдача белого СД возрастает при малых токах и достигает максимального значения (31 лм/Вт) при токе 100 мА, а затем монотонно падает до значения 26 лм/Вт при рабочем токе 350 мА (рис. 2). Световой поток такого диода при рабочем токе равен 30 лм. Сборки светодиодов с такими параметрами могут быть использованы в осветителях широкого применения (световой поток сборки из 3 СД - до 150 лм, светоотдача – до 36 лм/Вт) [1]. Это сравнимо с рекордными параметрами, сообщавшимися в литературе (Luxeon, Cree: 60 - 65 лм при токе 350 мА [4; 5]).

[1] М.Г.Варешкин, Н.А.Гальчина, Л.М.Коган, И.Т.Рассохин, Н.П.Социн, А.Э.Юнович. Светотехника, 2005, N 1, с. 15-18.

[2] Л.М. Коган. Светотехника, 2002, №5, с. 16–20.

[3] В.С.Абрамов, Д.Р.Агафонов, И.В.Рыжиков, Н.П.Социн, А.В.Шишов, Н.В.Щербаков, А.Э.Юнович. Светодиоды и лазеры, N 1/2, 25-29 (2002).

[4] <http://www.lumileds.com/newsandevents/releases/PR31.PDF>

[5] <http://www.ledsmagazine.com/press/8682>

ОСВЕТИТЕЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ НА ОСНОВЕ МОЩНЫХ СВЕТОДИОДОВ БЕЛОГО СВЕЧЕНИЯ.

*Коган Л. М. *, Рассохин И. Т.*

ООО «НПЦ ОЭП «ОПТЭЛ»

105187, г. Москва, Щербаковская ул., д.53. E-mail: Levkogan @ mail.ru

Разработаны макетные образцы светодиодных осветительных приборов с белым цветом свечения:

- светодиодный настольный осветитель на гибком держателе типа ОПТ-1;
- универсальный светодиодный осветитель типа ОПТ-2;
- светодиодный потолочный светильник типа ОПТ-3;
- светодиодный настенный осветитель типа ОПТ-4;
- светодиодная лампа в цоколе BA15S/19 типа СЛ-1Бл.

Во всех представленных осветительных приборах используются мощные светодиоды белого свечения типов У-345Бл-2, У-342Бл и У-337Бл, разработанные ООО «НПЦ ОЭП «ОПТЭЛ».

Все осветительные приборы кроме светодиодной лампы типа СЛ-1Бл содержат радиаторы, обеспечивающие необходимый теплоотвод от светодиодов.

Светодиодный настольный осветитель на гибком держателе типа ОПТ-1 (рис. 1а) содержит светодиод типа У-342Бл с потребляемой электрической мощностью 3,5 Вт и создает освещенность в рабочей зоне не менее 600 лк. Он может применяться для освещения компьютерной клавиатуры. Светодиодные осветители на гибком держателе могут применяться также на металлорежущих станках для освещения зоны обработки деталей.

Универсальный светодиодный осветитель типа ОПТ-2 (рис .1б.) содержит светодиод типа У-342Бл и выпуклую линзу $\phi 60$ мм. Осветитель обеспечивает силу света не менее 100 кд при угле излучения $2\theta_{0,5} \approx 55^\circ\text{C}$ и освещенность поверхности при освещении ее с расстояния 0,6 м не менее 200 лк. Осветитель ОПТ-2 может применяться для настольного освещения, прикроватного освещения и т.п.

Светодиодный потолочный светильник типа ОПТ-3 содержит 6 светодиодов типа У-345Бл-2. При потреблении электрической мощности около 8,5 Вт светильник создает световой поток 220 лм и силу света 150 кд при угле излучения $2\theta_{0,5} = 60$ град. Габаритные размеры светильника: $\phi 220$ мм при высоте 50 мм.

Настенный светодиодный осветитель типа ОПТ-4 (рис. 1в). выполняется как со светодиодом типа У-342Бл, так и со светодиодом типа У-337Бл-1. При использовании светодиода типа У-342Бл осветитель создает силу света по оси 60-70 кд при полном угле освещения 90 град. В случае использования светодиода типа У-337Бл-1 сила света составляет 100 кд. Освещенность поверхности при освещении ее с высоты 0,6 м составляет 250 лк.

Светодиодная лампа типа СЛ-1Бл (рис. 1г.) имеет входное напряжение 12 В, содержит встроенный резистор ограничения тока и не требует теплоотвода. Световой поток составляет 25-30 лм, сила света 10-15 кд при угле излучения $2\theta_{0,5} \approx 50$ град.

Белое свечение характеризуется координатами цветности $x \approx 0.32$ и $y \approx 0.32$, цветовая температура $T = 5000-6000$ К. Световая отдача светильников составляет 25-30 лм/Вт.

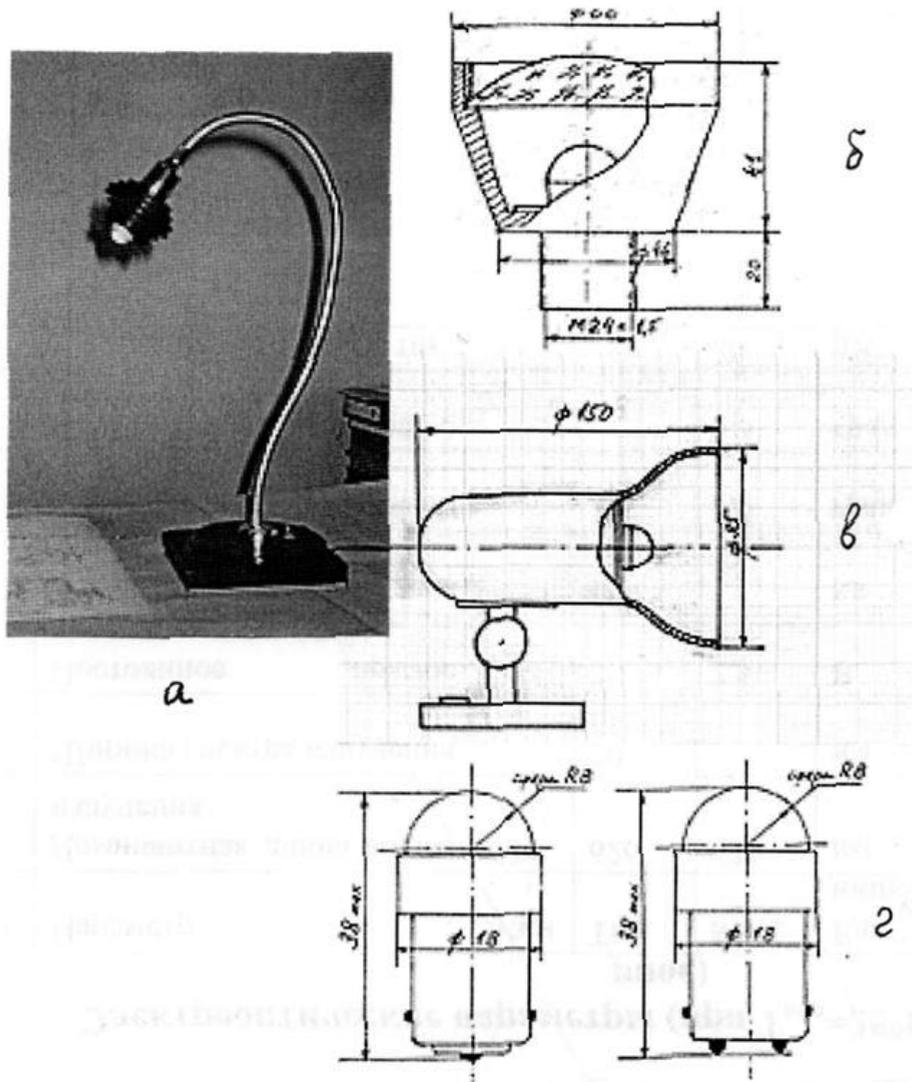


Рис. 1 Светодиодные осветители и лампы:
 Светодиодный настольный осветитель на гибком держателе типа ОПТ-1 (рис. 1а)
 Универсальный светодиодный осветитель типа ОПТ-2 (рис .1б.)
 Настенный светодиодный осветитель типа ОПТ-4 (рис. 1в).
 Светодиодная лампа типа СЛ-1Бл (рис. 1г.)

Литература

1. Лев Коган, Игорь Рассохин. Мощные светодиоды с белым и цветным излучением, осветительные и сигнальные устройства на их основе, Электронные компоненты, 2005, №3, стр. 70-73

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ОСВЕТИТЕЛЬНЫЕ УСТРОЙСТВА.

А.А. Вилисов¹, С.А. Гейдур², Т.И. Коханенко¹, Л.А. Тябаева¹.

1. ОАО «Научно-исследовательский институт полупроводниковых приборов»
ул.Красноармейская, 99-а, 634034, Томск, Россия, (E-mail: vilisova@mail.ru).
2. Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет),
198005, Санкт-Петербург, 7-я Красноармейская ул., 6/8, офис 239.

Для создания полупроводниковых осветительных устройств недостаточно потока излучения от единичного светодиода. В плане создания таких устройств наблюдаются три тенденции. Самый простой путь – это сборка из большого количества готовых светодиодов.

Второе направление – изготовление излучателей с кристаллами большой площади. Но в связи с особенностями используемых материалов (слои нитридов, как правило, достаточно высокоомные) возникает несколько проблем. Во первых, любая конфигурация омических контактов к эмиттерным слоям излучающей структуры не обеспечивает равномерной плотности протекающего через активную область прямого тока. Как следствие, может снижаться эффективность люминесценции и надёжность излучателя за счёт локальных сгущений плотности тока. Кроме того, существенно возрастает вероятность попадания в активную область участков материала с дефектами, что может снизить надёжность прибора и процент выхода годных диодов.

Следующее направление – это использование многокристалльных излучателей. В этом случае излучатель представляет собой интегральное устройство, в котором на плате монтируется много кристаллов, соединённых параллельно, последовательно или параллельно-последовательно, а также ограничивающие или согласующие резисторы (при необходимости). Здесь тоже есть свои плюсы и минусы. Хотя бы то, что усложняется процесс сборки устройства и управление диаграммой направленности светового потока (необходимо увеличивать габариты световыводящей линзы).

В настоящей работе при создании осветительных устройств для увеличения светового потока использовалась концепция создания интегрированных источников излучения. Применялись высокоэффективные излучающие кристаллы фирмы EPSTAR на $\text{InGaN/Al}_2\text{O}_3$ и корпус, обеспечивающий эффективный теплоотвод при повышенных значениях потребляемой мощности. Корпус излучателя выполнен в виде массивного медного держателя с резьбовым выводом для крепления лампы на радиаторе. Другой электрический вывод выполнен в виде медного проводника припаянного к держателю через металлизированную керамическую втулку.

В качестве световыводящего тела использовали эллипсоидальнопараболическую линзу с выходным окном диаметра 22мм и высотой параболоида 13,3 мм, обеспечивающую сравнительно небольшой угол излучения. Выбор количества кристаллов определялся возможностью световыводящей линзы формировать диаграмму направленности излучения от всех кристаллов. Для получения более ярких источников излучения использовали 4, 9, 16 кристаллов, соединённых параллельно и размещённых в отражатель корпуса-держателя, способного рассеивать выделяемую в кристаллах мощность. В таблице приведены основные параметры исследованных излучателей.

Таблица

Цвет из-ия	Кол-во крист.	Рабочий ток, мА	Напряжение, В	Световой поток, лм	Сила света, кд	Угол излучения, град.	Яркость ккд/м ²
Белый X=0,27 Y=0,29	4	100	3,1	0,94	30	11-12	30
	9	250		4,4	100	12-14	110
	16	400		8,6	130	14-17	180
Зелёный $\lambda=505\text{nm}$	4	100	3,1	2,7	80	11-12	82
	9	250		4,0	90	12-14	
	16	400		6,3	100	14-17	140

Режим измерений выбирали так, чтобы во всех случаях через каждый кристалл протекал прямой ток примерно 25-28 мА. Естественно, с увеличением количества кристаллов возрастает световой поток и, несмотря на то, что несколько увеличивается полуширина диаграммы направленности, возрастает осевая сила света. Понятно, что с ростом числа кристаллов возрастает и эффективная площадь тела излучения. Однако, яркость источника тоже увеличивается, и может достигать

нескольких сотен ккд/м². Светоотдача от 3 до 9 лм/Вт обычна для этих кристаллов и выбранных режимов питания.

Для получения белого цвета излучения активированный люминофором компонент «ОПТОКОМ-белый» разбавляли оптическим компаундом ПЭО-90М. В таблице приведены результаты для состава 60% люминофорного компонента и 40% эпоксидного компаунда. Для получения заданных координат цветности необходимо подбирать состав и толщину покрытия с люминофором. С этой целью зачастую используется покрытие из нескольких слоев с различающимся содержанием люминофора, что, конечно, несколько усложняет процесс изготовления излучателя. К тому же в процессе отверждения частицы люминофора могут осаждаться в нижние слои – это требует специального подбора режимов отверждения компаунда.

Установлено также, что форма световыводящего тела излучателя белого свечения влияет на цветовые характеристики излучения. На рис. 1 и 2 приведены графики спектрального распределения интенсивности излучения для эллиптической (угол излучения 25°-30°) и эллипсоидальнопараболической (угол излучения 14°-17°) линз, соответственно. В спектрах наблюдается две полосы, одна из которых соответствует излучению активной области структуры InGaN/GaN с максимумом ≈ 470нм, а вторая широкая полоса с максимумом ≈ 550нм, обусловлена свечением люминофора. Из рисунков видно, что для эллипсоидальнопараболической линзы желто-зеленая полоса излучения более ярко выражена. Эллипсоидальнопараболическая линза в отличие от эллиптической лучше собирает торцевое излучение кристалла, которое затем проходит более длинный путь в люминофорном слое.

В контакте компаунда с металлом при изменении температуры окружающей среды возникают термомеханические напряжения, которые могут приводить к появлению трещин в контакте. Особенно эта проблема актуальна для изделий с большой площадью этого контакта. Например, в лампах для речных бакенов световыводящая линза располагается между двумя металлическими отражателями параболической формы. Площадь контакта превышает 1 см².

Для формирования световыводящей линзы в лампах для речных бакенов в настоящее время применяется компаунд ПЭО-90МЭ. Преимущество этого компаунда перед ранее применявшимся компаунде ПЭО-90М выявилось после проведения термоциклов с медленным нагревом и медленным остыванием термокамеры от +40°С до -10°С. При таком режиме испытаний компаунд ПЭО-90МЭ оказался более устойчивым, не образуются трещины на границе с металлическими деталями. В последующем компаунд ПЭО-90МЭ был доработан (вариант 2) и проведена серия более жестких испытаний на термоудары: испытания на воздействие быстрого изменения температур среды по методу двух камер, камеры тепла и камеры холода. Оба компаунда прошли испытания при изменении температур от +40°С до -10°С, а компаунд (вариант2) и при изменении температур от +70°С до -10°С. При дальнейшем повышении и понижении температур при термоударах появляются трещины в обоих компаундах за счет разницы в КЛТР отвержденного эпоксидного компаунда и металла.

Подобные источники света могут быть использованы для локального узконаправленного освещения объектов, например в музеях, выставочных залах. Кроме того, такая светодиодная лампа обеспечивает высокую силу света (100-150кд) при малом потреблении электрической энергии (до 1,5 Вт) и сроке службы – 100000 часов. Эта лампа может быть использована для комплектов аварийного освещения производственных и технологических помещений, связанных с повышенной взрыво- и пожароопасностью.

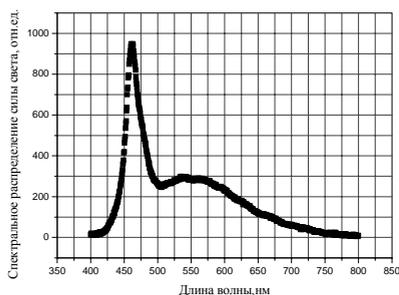


Рис. 1

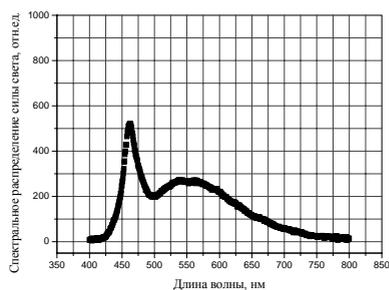


Рис. 2

РАСЧЕТЫ ОСВЕЩЕННОСТЕЙ ОТ СВЕТОДИОДНЫХ МОДУЛЕЙ С ПОВЕРНУТЫМИ СИД

Гуцайт Э.М.^{1,2}, Козан Л.М.², Краснопольский А.Е.³, Милютин Д.В.¹

¹Московский энергетический институт (технический университет) (* e-mail:edgut@migmil.ru),

²Научно-производственный центр оптико-электронных приборов «ОПТЭЛ»,

³Московский институт стали и сплавов (технический университет)

В отличие от [1] в настоящем докладе рассматривается еще один вариант создания светодиодного модуля (СДМ), в котором используются повороты светоизлучающих диодов (СИД), что обеспечивает возможность существенного уменьшения размеров СДМ. Для решения этой задачи была составлена программа в Матлабе, при использовании которой расчеты освещенностей от множества СИД осуществляются быстрее, чем в Маткаде. В качестве объектов исследований взяты высокоэффективные СИД белого свечения, разработанные и изготовленные в НПЦ «ОПТЭЛ» [2]. Параметры тех СИД, для которых проводились расчеты, приведены в табл. 1.

Табл.1.

Тип СИД	I_s , мА	$P_{эл}$, Вт	Φ , лм	I_0 , кд	$2\theta_{0,5}$, град
У-342 Бл	350	3,5	80...100	55...70	60±10
У-345 Бл-1	350	1,25	25...32	80...150	20±5
У-345 Бл-Э	350	1,25	21...27	130...200	15±3

Кривые сил света (КСС) рассматриваемых СИД относятся к типу концентрированных [3] и могут быть аппроксимированы формулами $I(\theta) = I_0 \cos^p(m\theta)$, где I_0 – осевая сила света (при угле $\theta = 0$), а m и p – постоянные величины.

Для примера на рис. 1 показаны экспериментальная освещенность $E_e(\theta)$ от СИД У-345 Бл-1 на расстоянии 1 м (сплошная кривая) и аппроксимирующие КСС по выражениям $I_1(\theta) = 125 \cos^6(6\theta)$, (штриховая линия) и $I_2(\theta) = 125 \cos^5(3\theta)$ (штрихпунктир). Из рис. 1 видно, что во втором случае аппроксимирующая КСС ближе к экспериментальной. Аппроксимация экспериментальных КСС для СИД У-342 Бл и У-345 Бл-Э приводит к выражениям $I_2(\theta) = 60 \cos^5\theta$ и $I_2(\theta) = 140 \cos^5(3,8\theta)$. Эти выражения использовались при определении освещенности в любой точке площадки от всех СИД.

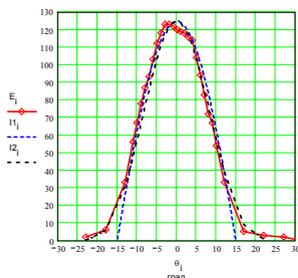


Рис. 1.

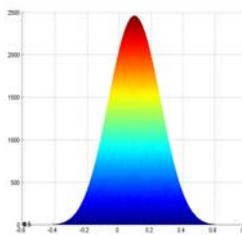
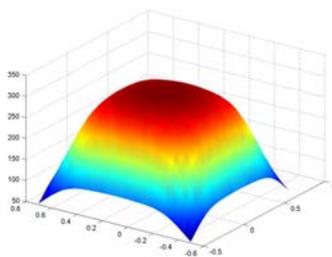
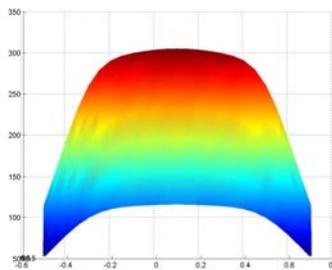


Рис.2.



а)



б)

Рис.3.

Все СИД поворачивались под разными углами по отношению к осям x и y с шагами, соответствующими выражениям:

$$(\varphi_{\text{кх}} - \varphi_{\text{кх}})/(n_i - 1) \text{ и } (\varphi_{\text{кy}} - \varphi_{\text{кy}})/(n_j - 1),$$

где $\varphi_{\text{кх}}$, $\varphi_{\text{кy}}$, $\varphi_{\text{нх}}$ и $\varphi_{\text{ны}}$ – конечные и начальные углы поворота по соответствующим направлениям.

Основным достоинством метода поворотов СИД, как отмечалось, является то, что можно получить равномерную освещенность площадки при относительно небольших размерах СДМ. В приведенных ниже примерах расстояния между СИД выбраны равными $\Delta x = \Delta y = 5$ см и рассматривались варианты поворотов СИД как наружу, так и внутрь СДМ.

Влияние поворотов иллюстрируется рис.2 и 3, где показано распределение освещенности от 25 (5 x 5) шт. СИД типа У-345 Бл-1 при расстоянии от СДМ до освещаемой поверхности $h = 1$ м. для не повернутых (рис.2) и повернутых СИД относительно не повернутого центрального (рис.3а в изометрии и рис.3б на проекции). Из рис.2 видно, что от не повернутых СИД освещенность имеет резкий максимум, достигающий 2500 лк, и спадает на 20% в пятне радиусом 0,1 м. При поворотах СИД наружу максимальная освещенность уменьшается, а площадка равномерной освещенности увеличивается так, что при поворотах крайних СИД на 20° и средних на 10° обеспечивается освещенность около 300 лк на площадке $0,8 \times 0,8$ м² при спаде освещенности всего на 10%. При поворотах СИД внутрь СДМ освещенность в максимуме вначале увеличивается до углов, определяемых выражениями $\text{tg } \varphi_{\text{мх}} = (n_i - 1)\Delta x/2h$ и $\text{tg } \varphi_{\text{мы}} = (n_j - 1)\Delta y/2h$, а затем падает и достигает тех же значений освещенности при больших углах поворотов с худшим распределением освещенности, чем при поворотах наружу. Заметим, что в рассматриваемом примере максимальная освещенность получается около 3000 лк при поворотах СИД внутрь СДМ на угол $\varphi_{\text{мх}} = \varphi_{\text{мы}} = 5,75^\circ$ и мало отличается от максимума освещенности, получаемой от одного источника с суммарной силой света.

Результаты расчетов освещенностей от СИД У-342 Бл показали, что для них повороты менее эффективны, поскольку они обладают менее концентрированными КСС. Например, компромиссное решение между значением освещенности и равномерностью ее распределения получается при поворотах СИД наружу на углы $\varphi_{\text{кх}} = \varphi_{\text{кy}} = -40^\circ$ и $\varphi_{\text{мх}} = \varphi_{\text{мы}} = 40^\circ$. Такие углы слишком велики и в светотехнике считаются недопустимыми.

Расчеты освещенностей от СИД У-345 Бл-Э (с эллипсоидными полимерными линзами), имеющими более концентрированные КСС, чем у СИД У-345 Бл-1 (со сферическими линзами), подтвердили, что для них требуются меньшие углы поворотов, но и площадка с равномерной освещенностью при замене СИД У-345 Бл-1 на СИД У-345 Бл-Э оказывается меньше.

Если ограничиться допустимыми углами поворотов на $\pm 30^\circ$, то можно изготовить СИД с КСС, имеющей промежуточную ширину между СИД типа У-345 Бл-1 и У-345 Бл-Э. В этом случае площадка равномерной освещенности при СИД, повернутых наружу, получается наибольшей.

При необходимости дальнейшего увеличения размеров равномерно освещаемой поверхности и получения лучшего светораспределения можно увеличить расстояние от СДМ до площадки и соответственно увеличить количество СИД. Например, для СДМ из 9 x 9 СИД типа У-345 Бл-1 при высоте подвеса $h = 2$ м на площади более 1 м² получается освещенность 400 лк при неравномерности в пределах 4 %.

Таким образом, проведенные исследования подтвердили, что повороты СИД могут быть использованы как для рассеяния света, так и для фокусировки световых лучей без применения рассеивающих стекол и дополнительных линз, т.е. без потерь световых потоков. Выполненные расчеты показали, что для рассеяния света повороты СИД наружу предпочтительнее, так как для получения наилучшей равномерности освещения требуются меньшие углы поворотов, чем при поворотах внутрь СДМ. При поворотах внутрь для фокусировки световых лучей можно добиться максимальной освещенности, почти не отличающейся от той, которую обеспечивает одиночный источник света с осевой силой света, равной сумме сил света всех СИД. Углы поворотов, при которых обеспечивается максимальная освещенность от СДМ, не зависят от типа КСС СИД, а определяются размерами СДМ и расстояниями до них.

Литература

1. Гутцайт Э.М., Сидоров А.М. Распределение освещенности от множества светодиодов // Тезисы докладов III ВК «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы». Физфак МГУ, 2004. Т.2. С.163,164.
2. Коган Л.М., Гальчина Н.А., Рассохин И.Т., Сошин Н.П., Варешкин М.Г., Юнович А.Э. Спектры излучения осветителей белого свечения // Светотехника, 2005. № 1. С.15 - 17.
2. Айзенберг Ю.Б. Основы конструирования световых приборов М.: Энергоатомиздат, 1996. 704 с.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРОГРАММЫ TRASEPRO ДЛЯ РАСЧЕТОВ КСС СИД С ОТРАЖАЮЩИМИ И ПРЕЛОМЛЯЮЩИМИ ОПТИЧЕСКИМИ СИСТЕМАМИ

Гутцайт Э.М.¹, Коган Л.М.², Милютин Д.В.¹, Сидоров А.М.¹

¹Московский энергетический институт (технический университет) (* e-mail: edgut@migmil.ru),

²Научно-производственный центр оптико-электронных приборов «ОПТЭЛ».

В отличие от ряда известных программ TrasePro [1] позволяет рассчитывать световые приборы с отражающими и преломляющими оптическими системами. Поэтому система TrasePro удобна для расчета характеристик и параметров светоизлучающих диодов (СИД) с различными отражателями и полимерными линзами.

В настоящей работе программа TrasePro использовалась для расчетов кривых сил света (КСС), называемых иногда диаграммами направленности. Объектами расчетов являлись светоизлучающие диоды (СИД) с заданной геометрией оптических систем и свойств материалов, используемых в них.

В качестве одного из объектов исследований был взят СИД белого свечения У-342 Бл, разработанный и изготовленный в НПЦ «ОПТЭЛ» [2]. Он содержит три голубых кристалла из InGaN, расположенных под желто-зеленым люминофором на основе алюмоиттриевых гранатов. Люминофор в данном случае является светящим телом, находящимся во внутреннем отражателе, залитом эпоксидной линзой с полусферической поверхностью и показателем преломления $n = 1,55$.

В системе TrasePro по эскизу СИД У-342 Бл была составлена параметрическая модель в формате opt1 (или sat). Модель показана на рис.1. Средства изображения TrasePro позволяют получить на мониторе каркасный и закрасненный вид модели, чтобы ввести параметры материалов в соответствующие участки. Затем, запускается программа трассировки лучей, количество которых составляет около 150 тысяч, и при использовании компьютера Pentium-3 (800 МГц) через 10 мин появляется изображение хода лучей (рис.2), по-разному окрашенных в зависимости от плотности светового потока. Лучи наибольшей «интенсивности» отображаются красным цветом, наименьшей – синим. Это позволяет отслеживать потери при поглощении и рассеянии света. Конечным результатом расчета является построение КСС. Для СИД У-342 Бл она приведена на рис.3 штриховой линией. Там же сплошной кривой показана экспериментальная КСС, довольно близкая к расчетной.

Следующий пример расчета тоже свидетельствует о соответствии между экспериментальной и расчетной КСС, как это видно из рис.4, где приведены результаты исследований полимерного образца СИД с полным внутренним отражением от боковой параболической поверхности. Его устройство в некоторой степени соответствует конструкции, описанной в [3]. Параметрическая модель этого опытного образца СИД и световые лучи, полученные в TrasePro, показаны на рис.5а и 5б.

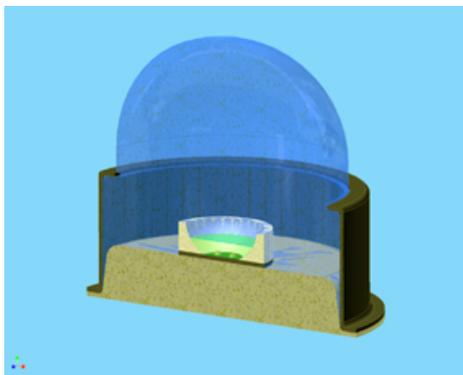


Рис.1.

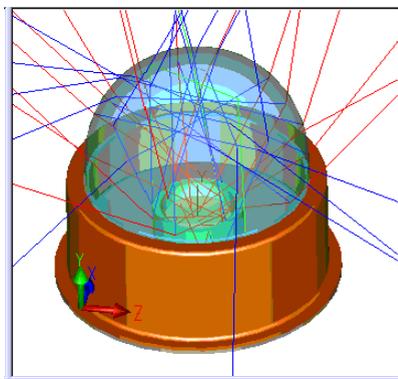


Рис.2.

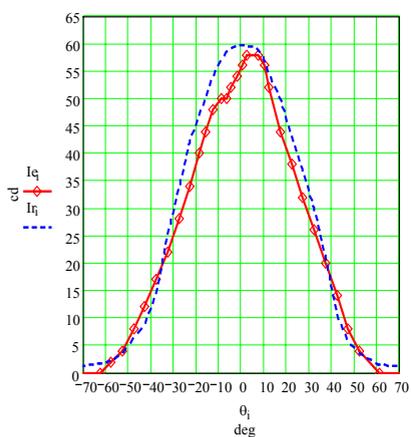


Рис.3.

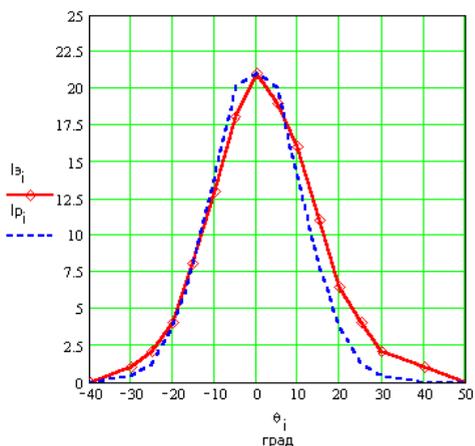
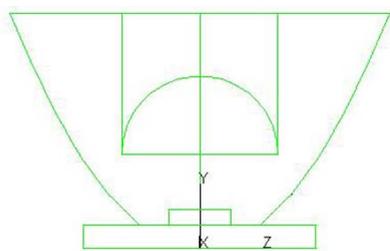
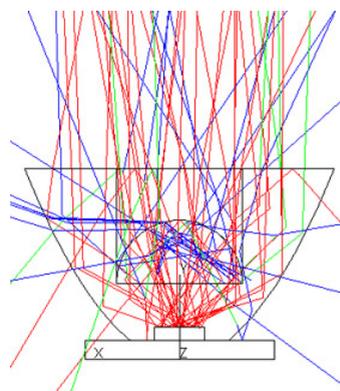


Рис.4.



а)



б)

Рис.5.

В докладе приводятся и другие примеры расчетов КСС СИД, свидетельствующие об исключительных возможностях программы TracePro с точки зрения достоверности и наглядности получаемых результатов при анализе оптических систем СИД.

Авторы выражают благодарность сотруднику ЗАО «СИКОР» Алямовскому А.А. за проведение расчетов по параметрическим моделям, составленным Милютиним Д.В.

Литература

1. Алямовский А.А. Проектирование осветительных приборов с помощью программы TracePro. ЗАО «СИКОР», 2004, www.sikor.ru. 9 с.
2. Коган Л.М., Гальчина Н.А., Рассохин И.Т., Социн Н.П., Варешкин М.Г., Юнович А.Э. Спектры излучения осветителей белого свечения // Светотехника, 2005. № 1. С.15 - 17.
3. Косицкий В.М., Коган Л.М., Рассохин И.Т. Излучающий диод. А.С. СССР, №803772, 08.10.1980.-5 с.

КОРОТКОПЕРИОДНЫЕ AlN/AlGaN СВЕРХРЕШЕТКИ ДЛЯ СВЕТОДИОДОВ, РАБОТАЮЩИХ В ДАЛЬНЕМ УЛЬТРАФИОЛЕТЕ

Б. А. Борисов, В. В. Курятков, С. А. Никитин*, М. Holtz и Н. Temkin

Nano Tech Center, Texas Tech University, Lubbock, Texas, 79409, USA, sergey.a.nikishin@ttu.edu

В последнее время наметился значительный прогресс в изготовлении светодиодов (СД), работающих в дальнем ультрафиолете (УФ) [1-14]. Ультрафиолетовые СД, работающие при длинах волн короче 300 нм, имеют массу применений, например: спектроскопия, биологический и химический анализ, дезинфекция воды и продуктов питания. Сегодня, широкозонные $Al_xGa_{1-x}N$ твердые растворы признаны наиболее перспективными полупроводниками для изготовления таких УФ СД. $Al_xGa_{1-x}N$ растворы, ширина запрещенной зоны которых изменяется от 3,4 эВ до 6,2 эВ с изменением содержания AlN от 0 до 100%, можно эпитаксиально выращивать различными методами, включая молекулярно пучковую эпитаксию, в которой аммиак служит источником азота (gas source molecular beam epitaxy with ammonia, GSMBE). Первая фундаментальная проблема, ограничивающая изготовление высокоэффективных СД, связана с трудностью получения р-типа в широкозонных $Al_xGa_{1-x}N$ растворах. Вторая проблема – это высокое сопротивление контактов, изготовленных на широкозонном материале. Третья проблема связана с высокой плотностью дислокаций в эпитаксиальных слоях, что резко снижает эффективность излучательной рекомбинации в активной области СД.

Недавно мы предложили использовать для изготовления светодиодов структуры, которые образованы короткопериодными сверхрешетками (digital alloy structures, DAS), содержащими AlN барьеры с толщиной 3-6 монослоев (МС) и $Al_xGa_{1-x}N$ ямы с толщиной 2-3 МС [1,4,6]. Используя GSMBE для роста $AlN/Al_{0,08}Ga_{0,92}N$ DAS на сапфировых подложках, мы показали, что легирование магнием обеспечивает концентрацию дырок на уровне $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ даже в слоях со средним содержанием AlN на уровне 65% [4,6]. В аналогичных DAS, легированных кремнием, мы получили концентрацию электронов на уровне $3 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Высокие уровни легирования n- и р-типа позволили нам изготовить меза-СД, излучающие в диапазоне от 290 нм до 250 нм [1,4,6,8,14].

В данной работе мы обсудим оптические и электрические свойства DAS, имеющих эффективную ширину запрещенной зоны вплоть до 5,3 эВ (234 нм, 77% AlN), покажем, что концентрация дырок на уровне $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ может быть достигнута в DAS с эффективной шириной запрещенной зоны 5,1 эВ (72% AlN), опишем СД, работающие вплоть до 250 нм, проведем сравнительный анализ спектров электролюминесценции СД, работающих в диапазоне длин волн от 290 нм до 250 нм при различных плотностях тока (типичные спектры электролюминесценции при малой плотности тока, 25 A/cm^2 , представлены на Рис. 1; зависимости интенсивности пиков от тока показаны на Рис 2. и Рис. 3, соответственно), покажем, что сопротивление контактов к p-типу DAS с эффективной шириной запрещенной зоны 5,1 эВ (72% AlN) на 4-5 порядков ниже, чем к $Al_{0,72}Ga_{0,28}N$, покажем, что сопротивление контактов к р-типу DAS с эффективной шириной запрещенной зоны 5,1 эВ одного порядка, что и сопротивление контактов к р-GaN.

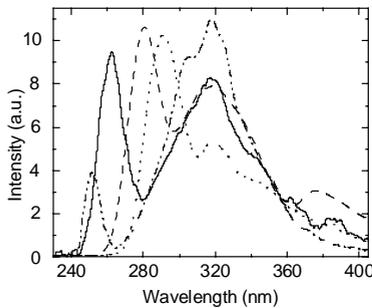


Рис. 1. Спектры электролюминесценции 4-х СД при малой плотности тока (300 Т, CW).

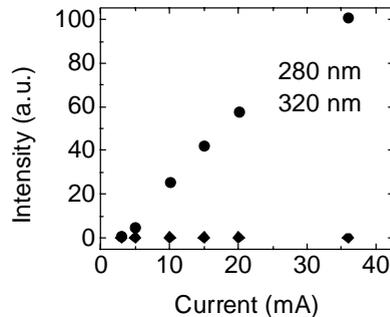


Рис. 2. Интенсивность электролюминесценции при различных токах.

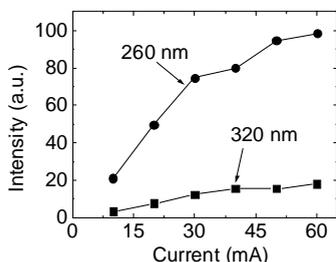


Рис. 3. Интенсивность люминесценции при различных токах.

Дополнительно мы приведем результаты наших исследований по улучшению эффективности СД, используя различные подходы, а именно: а) введение дополнительных AlN барьеров в двойную гетероструктуру, которое повышает почти на порядок эффективность СД на низких плотностях тока, б) рост DAS на объемных AlN подложках, который приводит к 3-4-х кратному увеличению эффективности люминесценции за счет снижения плотности дислокаций, в) изменение механизма роста ям с двумерного на квази-трехмерный в активной области СД, приводящее к увеличению интенсивности люминесценции на порядок, г) дельта легирование кремнием ям активной области, приводящее к двукратному увеличению интенсивности люминесценции.

В заключении мы проведем сравнительный анализ мощностных характеристик светодиодных структур, выращенных методом газовой эпитаксии (MOCVD) и методом молекулярно-пучковой эпитаксии (GSMBE).

Работа поддержана несколькими грантами: NSF (ECS-0323640 и ECS-0304224), NATO Science for Peace (974505) and the J. F Maddox Foundation.

1. G. Kipshidze, V. Kuryatkov, B. Borisov, S. Nikishin, M. Holtz, S. N. G. Chu, and H. Temkin, *Phys. Status Solidi A*, **192**, 286 (2002).
2. V. Adivarahan, J. Zhang, A. Chitnis, W. Shuai, J. Sun, R. Pachipulusu, M. Shatalov, and M. A. Khan, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **41**, L435 (2002).
3. A. Yasan, R. McClintock, K. Mayers, S. R. Darvish, P. Kung, and M. Razeghi, *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 801 (2002).
4. G. Kipshidze, V. Kuryatkov, K. Zhu, B. Borisov, M. Holtz, S. Nikishin, and H. Temkin, *J. Appl. Phys.*, **93**, 1363 (2003).
5. A. Hanlon, P.M. Pattison, J. F. Kaeding, R. Sharma, P. Fini, and S. Nakamura, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **42** L628 (2003).
6. 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).
7. A. J. Fischer, A. A. Allerman, M. H. Crawford, K. H. A. Bogart, S. R. Lee, R. J. Kaplar, W. W. Chow, S. R. Kurtz, K. W. Fullmer, and J. J. Figiel, *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 3394 (2004).
8. V. Kuryatkov, K. Zhu, B. Borisov, A. Chandolu, I. Gheriasou, G. Kipshidze, S. N. G. Chu, M. Holtz, Yu. Kudryavtsev, R. Asomoza, S. A. Nikishin, and H. Temkin, *Appl. Phys. Lett.*, **83** 1319 (2003).
9. V. Adivarahan, S. Wu, J. P. Zhang, A. Chitnis, M. Shatalov, V. Mandavilli, R. Gaska, and M. A. Khan, *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 4762 (2004).
10. V. Adivarahan, W. H. Sun, A. Chitnis, M. Shatalov, S. Wu, H. P. Maruska, and M. Asif Khan, *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 2175 (2004).
11. M. Khizar, Z. Y. Fan, K. H. Kim, J. Y. Lin, and H. X. Jiang, *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 173504 (2005).
12. C. G. Moe, H. Masui, M. C. Schmidt, L. Shen, B. Moran, S. Newman, K. Vampola, T. Mates, S. Keller, J. S. Speck, S. P. DenBaars, C. Hessel, and D. Emerson, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **44**, L 502 (2005).
13. Yu. Bilenko, A. Lunev, X. Hu, J. Deng, T. M. Katona, J. Zhang, R. Gaska, M. S. Shur, W. Sun, V. Adivarahan, M. Shatalov, and A. Khan, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **44**, L98 (2005).
14. S. A. Nikishin, M. Holtz, and H. Temkin, *Jpn. J. Appl. Phys.*, No 05R02048, accepted for publication.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ РАБОТЫ ГИБРИДНЫХ MgZnO/AlGaN СВЕТОДИОДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР

К.А.Булашевич^{1,2}, И.Ю.Евстратов², В.Н.Набоков², С.Ю.Карпов^{2}*

¹ Физико-Технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Политехническая 26, 194021 С.-Петербург

² ООО “Софт-Импакт”, а/я 83, пр.Энгельса 27, 194156 С.-Петербург (* e-mail: karpov@softimpact.ru)

В последнее время заметный интерес вызывает возможность использования ZnO и твердых растворов MgZnO для создания светодиодов и лазерных диодов видимого и ультрафиолетового (УФ) спектрального диапазонов. Это связано с подходящей шириной запрещенной зоны оксида цинка (~3.37 эВ), большой энергией связи свободного экситона в этом материале (~60 мэВ), способствующей высокоэффективной экситонной излучательной рекомбинации при комнатной и повышенной температуре, а также наличием коммерческих ZnO подложек, обеспечивающих низкий уровень дефектности выращенных на них эпитаксиальных структур. Однако из-за все еще актуальной проблемы *p*-легирования оксида цинка исследователями рассматривается альтернативный подход, основанный на использовании гибридных MgZnO/AlGaN гетероструктур. Этот подход дает дополнительные степени свободы для зонной инженерии приборных структур, связанные с тем, что ZnO/GaN(AlGaN) интерфейс образует гетеропереход II рода, а возможность полного согласования постоянных решеток ZnO и AlGaN позволяет надеяться на существенное уменьшение плотности поверхностных состояний на границе этих полупроводников. Так, недавно были продемонстрированы светодиоды, выполненные на основе гибридных MgZnO/AlGaN гетероструктур и излучающие в ближнем УФ спектральном диапазоне, а также сделаны попытки интерпретации полученных экспериментальных данных на основе зонных диаграмм этих приборов [1-3]. Однако ряд важных особенностей работы этих приборов, связанных с большими поляризационными зарядами на их гетерограницах, остался без должного внимания.

В данном исследовании с использованием численного моделирования проведен детальный анализ работы гибридных MgZnO/AlGaN светодиодных структур с учетом поляризационных зарядов, инжекции носителей, а также их излучательной и безизлучательной рекомбинации на проникающих дислокациях. Использованный подход, основанный на дрейфо-диффузионной модели, в целом аналогичен описанному ранее в работе [4].

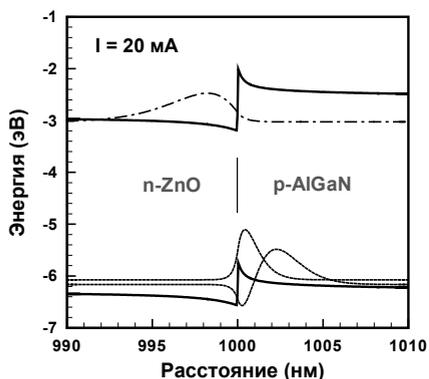


Рис.1 Зонная диаграмма одной стороны ZnO/AlGaN гетероструктуры из [1] и волновые функции электронов и дырок.

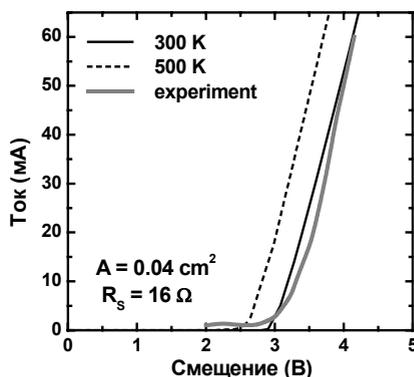


Рис.2 Вольт-амперные характеристики одной стороны ZnO/AlGaN гетероструктуры из [1]: сравнение с экспериментом.

В работе [2] исследовалась одна сторона светодиодной структуры, состоящая из согласованных по постоянным решеткам *n*-ZnO толщиной 1.0 мкм и *p*-Al_{0.12}Ga_{0.88}N толщиной 0.8 мкм. Зонная диаграмма такой структуры, рассчитанная для 300 К и тока 20 мА при площади контакта $A = 0.04 \text{ см}^2$, показана на Рис.1. Благодаря отрицательному поляризационному заряду, индуцированному на ZnO/AlGaN интерфейсе, и разрыву зон, соответствующему гетеропереходу II рода, вблизи гетерограницы при определенном смещении появляются локальные квантовые ямы как для электронов, так и для дырок (см. Рис.1). Это приводит к туннельной рекомбинации неравновесных носителей с пиком интенсивности излучения вблизи 3.07 эВ, что меньше, чем ширина запрещенной зоны *n*-ZnO

(3.37 эВ). Расчеты предсказывают также интенсивную излучательную рекомбинацию носителей в объеме n-ZnO слоя, которая из-за слабого ограничения дырок в односторонней структуре уже не локализована вблизи ZnO/AlGaN интерфейса. Экспериментальный спектр излучения имел полуширину ~20 мэВ с максимумом интенсивности вблизи 3.2 эВ, что можно интерпретировать как суперпозицию спектра туннельной рекомбинации электронов и дырок вблизи гетерограницы и спектра их излучательной рекомбинации в объеме n-ZnO слоя.

Теоретические вольт-амперные характеристики односторонней гибридной гетероструктуры обнаруживают заметную температурную зависимость напряжения включения и неплохо согласуются с экспериментальной кривой (Рис.2). При плотности проникающих дислокаций $\sim 10^9 \text{ см}^{-2}$, типичной для эпитаксиальных слоев, выращенных с помощью МОС-гидридной эпитаксии, предсказываемая внутренняя квантовая эффективность светодиода составляет ~3% и падает с температурой.

Электронное ограничение дырок в n-ZnO активной области может быть заметно улучшено за счет перехода к двухсторонней гетероструктуре с широкозонным n-MgZnO эмиттером. Такого рода структура, предложенная в [2,3], содержала последовательно p-GaN контактный слой, p-Al_{0.16}Ga_{0.84}N эмиттер толщиной 40 нм, n-ZnO активную область толщиной 50 нм и n-Mg_{0.1}Zn_{0.9}O эмиттер. Зонная диаграмма этой структуры, рассчитанная для тока 90 мА при площади контактной площадки $A = 4 \times 10^{-4} \text{ см}^2$, представлена на Рис.3. Расчеты показывают, что использование тонкого p-AlGaN эмиттера приводит к появлению в нем сильного поляризованного поля, выталкивающего дырки из эмиттера. Это дает существенное увеличение рабочего напряжения светодиода по сравнению с односторонней структурой, особенно сильно выраженное при 300 К. Последний вывод находится в хорошем согласии с экспериментом [2,3].

В отличие от односторонней гетероструктуры, рекомбинация неравновесных носителей в двухсторонней гибридной структуре локализована преимущественно в активном n-ZnO слое (Рис.4), что непосредственно связано с дырочным ограничением, созданным n-MgZnO эмиттером.

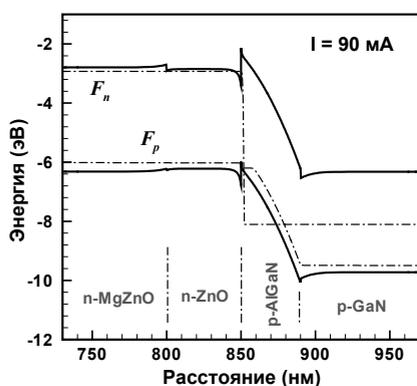


Рис.3 Зонная диаграмма двухсторонней MgZnO/ZnO/AlGaN/GaN гетероструктуры из работы [2] при 500 К.

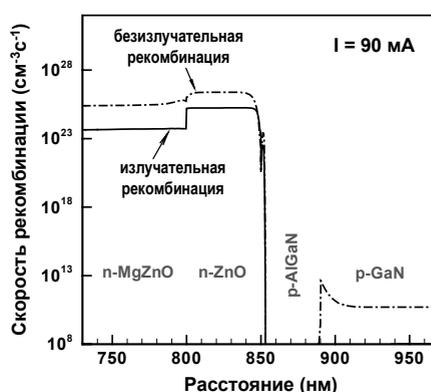


Рис.4 Скорости излучательной и безизлучательной рекомбинации в двухсторонней гетероструктуре из работы [2] при 500 К.

В докладе детально обсуждаются эволюция зонных диаграмм гибридных светодиодных гетероструктур, спектров излучения и внутренней квантовой эффективности при изменении смещения и температуры. Отдельное внимание уделено влиянию плотности проникающих дислокаций на эффективность излучательной рекомбинации гибридных структур. Теоретические предсказания сопоставлены с имеющимися экспериментальными данными.

Литература

- [1] Ya. I. Avilov, E. V. Kalinina, A. E. Cherenkov, D. C. Look, et al., Appl. Phys. Lett. **83**, 4719 (2003).
- [2] A. Osinsky, J. W. Dong, M. Z. Kauser, B. Hertog, et al., Appl. Phys. Lett. **85**, 4272 (2004).
- [3] A. Osinsky, J. W. Dong, M. Z. Kauser, B. Hertog, et al., Electrochem. Soc. Proc. **2004-06**, 70 (2004).
- [4] S. Yu. Karpov, K. A. Bulashevich, I. A. Zhmakin, et al., Phys. Stat. Solidi (b) **241**, 2668 (2004).

ПОЛЕВЫЕ ГЕТЕРОТРАНЗИСТОРЫ НА ОСНОВЕ МАТЕРИАЛОВ $A^{III}B^V$

А.Н. Ковалев

Московский Государственный Институт Стали и Сплавов

Москва, 119991, Ленинский пр-т, 4

E-mail: kovalev@misis.ru

Работа посвящена сравнению характеристик и особенностей конструирования полевых гетеротранзисторов на основе обычных материалов $A^{III}B^V$ и нитридов III группы.

Широкое применение нашли малошумящие СВЧ усилители малой мощности на основе псевдо и метаморфных гетеротранзисторных структур с InGaAs двумерным каналом. К ним относятся PHEMT на GaAs, InP HEMT, GaAs MHEMT. Достигнуты значительные успехи в создании приборов с увеличенным содержа-

нием Al в барьерном слое и In в канале, что увеличивает разрыв ΔE_c на гетерогранице. Изготовлен InAlGa/InGaAs HEMT на подложке InP с содержанием In в канале 70% ($L_g = 25$ нм, $f_t = 390$ ГГц [1]). Однако InP обладает недостатками: малым размером пластин, хрупкостью и высокой ценой. На GaAs MHEMT достигнуты результаты, сравнимые с параметрами InP HEMT. MHEMT с $In_{0,42}Ga_{0,58}As$ каналом на частоте 35 ГГц имел плотность мощности 920 мВт/мм [2].

Все полевые гетеротранзисторы на обычных материалах $A^{III}B^V$ обладают ограничениями по мощности, пробивным напряжениям ($u_{проб} < 16$ В) и температуре. Одна из главных причин ограничений заключается в существовании параллельной проводимости по легированной прослойке барьерного слоя.

Дальнейшие успехи в создании более мощных СВЧ устройств в том же частотном диапазоне связаны с разработкой гетеротранзисторов на основе нитридов III группы.

При использовании широкозонной гетероструктуры AlGaIn/GaN преодолеваются ограничения, присущие приборам на обычных материалах $A^{III}B^V$.

Сравнение физических характеристик обычных материалов $A^{III}B^V$ и нитридов убедительно показывает преимущество последних при создании мощных СВЧ приборов. Высокие сопротивления барьерного и буферного слоев препятствуют возникновению шунтирующей проводимости и способствуют увеличению рабочих и пробивных напряжений. Примером современного GaN-HEMT является прибор с параметрами: $L_g = 0,25$ мкм, $W_g = 1$ мм, $f_t = 50$ ГГц, на 30 ГГц мощность 5,8 Вт, усиление 9,6 дБ, эффективность 43,2%, $u_{проб} = 60$ В [3].

При разработке новых конструкций GaN HEMT используют приемы, опробованные в приборах на обычных материалах $A^{III}B^V$, например, выращивание верхнего слоя n^+ GaN с вытравливанием ниши под затвор, применение двойных гетероструктур AlGaIn/GaN/AlGaIn, создание полевой платы FP и др.

Нитриды III группы имеют свои особенности. К ним относятся: трудности получения совершенных слоев на инородных подложках Al_2O_3 , SiC, Si, сильно выраженная спонтанная и пьезоэлектрическая поляризация, большой положительный заряд ловушечных дефектов на поверхности, вызывающий коллапс тока на RF и высокие токи утечки затвора. Эффективной оказалась пассивация поверхности с использованием Si_3N_4 , изготовление GaN – MISHEMT. Впервые применили покрытие полиамидной пленкой GaN – HEMT, который при $L_g = 0,23$ мкм имел 7,65 Вт/мм на частоте 18 ГГц [4].

Успешно опробовано введение тонкого слоя AlN между GaN и AlGaIn, а также применение AlN в качестве низкодислокационной подложки и прослоек в буферном слое.

Использование полевой платы FP оказалось чрезвычайно эффективным для GaN – HEMT, свойства которого существенным образом определяются распределением заряда и поля у поверхности. Для GaN – HEMT с FP существуют оптимальные соотношения длины полевой платы L_{FP} , расстояния от края FP до стока L_{fd} и толщины диэлектрика [5]. При увеличении L_{FP} до определенного предела уменьшается ток утечки и увеличивается $u_{проб}$. Однако увеличение L_{FP} несколько ухудшает частотные характеристики прибора из-за возрастания обратной емкостной связи. Получены значения $u_{проб} \cong 600$ В. При наличии FP и контактного слоя GaN под стоком толщиной 200 нм с $n = 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ $u_{проб}$ может возрасти до 800 В.

Интенсивно ведутся разработки по выращиванию GaN на подложках Si. Фирма Picogiga Int (Франция) наладила выпуск методом МЛЭ высококачественных гетероструктур AlGaIn/GaN на Si диаметром от 2 до 4 дюймов, фирма TriQuint (Техас) на их основе изготовила GaN – HEMT с $L_g = 0,3$ мкм, которые имеют плотность мощности 7 Вт/мм на рабочих частотах от 5 до 10 ГГц с крутизной 350 мСм/мм, выдерживающих напряжение $V_{св}$ до 60-70 В [6]. Эти результаты делают

реальным коммерческое производство GaN-транзисторов на Si для создания мощных RF усилителей в базовых станциях на 3 ГГц, а также для радарных применений.
Гетероструктурная СВЧ электроника на материалах $A^{III}B^V$ и нитридах III группы стала приоритетным направлением современной полупроводниковой электроники.

1. III-V Rev, the Adv. Sem. Mag. 2001. v.14. N 5. p.10.
2. C. Whelan, P. Marsh, W. Hoke et al. Microwave Journal, 2001. N 14. p.110-119.
3. T. Inoue, Y. Ando, H. Miyamoto et al. IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques. 2005. v.53. N1. p.74-79.
4. M. Hampson, S-C. Shen, R. Schwint et al. IEEE Electron Dev. Lett 2004. v.25. N 5. p. 238-240.
5. W. Saito, M. Kuraguchi, Y. Takada et al. IEEE Trans. Electron. Dev. 2005. v. 52. N 2, p.159-163.
6. III-V Rev. the Adv. Sem.Mag. 2005.v.18. N 1. p.40.

МОДЕЛЬ ШУМА $1/f$ в GaN/AlGaN ГЕТЕРОПЕРЕХОДНЫХ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРАХ

М.Е. Левинштейн¹, А.П. Дмитриев¹, С.Л. Румянцев¹, М. S. Shur²

1. ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, 194021, Санкт Петербург
(e-mail: melev@nimis.ioffe.rssi.ru)

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

Несмотря на все попытки прояснить природу шума $1/f$ в GaN/AlGaN гетеропереходных полевых транзисторах (HFETs), природа эффекта все еще не ясна. Выдвинуты три гипотезы, на основе которых предпринимаются попытки объяснить природу шума. Первая гипотеза, выдвинутая в работе [1], связывает шум в этих приборах с флуктуациями заполнения хвоста плотности состояний уровней вблизи края зоны проводимости в канале транзистора. Вторая гипотеза [2] связывает шум с флуктуациями объемного заряда, окружающего дислокации. Наконец, третья гипотеза состоит в том, что за шум ответственны электроны, туннелирующие из двумерного канала на ловушки в слое GaN, прилегающем к каналу. Процесс туннелирования электронов из канала на одиночный уровень был рассмотрен в работе [3]. Полученный результат позволил в хорошем согласии с экспериментом объяснить природу максимума на температурной зависимости низкочастотного шума. Известно, однако, что уровень шума $1/f$ в GaN/AlGaN HFETs часто характеризуется очень слабой температурной зависимостью в очень широкой области температур, от криогенных (4-8 K) до 500-600 K. В представленном докладе обсуждается модель шума $1/f$, в которой рассмотрено туннелирование электронов из двумерного канала на уровни хвоста плотности состояний в слое GaN, прилегающем к каналу.

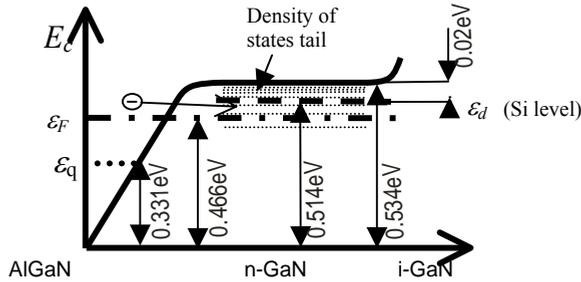


Рис. 1. Упрощенная зонная диаграмма GaN/AlGaN гетероперехода. Параметры рассчитаны для состава $\text{GaN}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}$. Прилегающий к каналу слой GaN легирован до уровня $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. $T = 300 \text{ K}$, $n_0 = 1.3 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$.

На рис. 1 схематически показана зонная диаграмма GaN/AlGaN гетероперехода, использованная при оценках. Прилегающий к каналу слой GaN легирован мелким донором (кремний) до уровня $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Глубина залегания уровня $\epsilon_c - \epsilon_d = 0.02 \text{ eV}$. Расчетное значение плотности двумерного электронного газа в такой структуре составляет $n_0 = 1.3 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$.

Электроны из канала могут туннелировать из канала в слой GaN, где они захватываются на уровни хвоста плотности состояний вблизи зоны проводимости. Плотность состояний в хвосте $\rho(\epsilon)$ спадает экспоненциально вглубь запрещенной зоны:

$$\rho(\epsilon) = \rho_0 \exp\left(-\frac{\epsilon_c - \epsilon}{\epsilon_0}\right) \quad (1)$$

Простейшая модель, позволяющая описать качественно все основные особенности процесса, состоит в предположении, что туннелирование происходит под плоским дном зоны проводимости (модель прямоугольной ямы). Учитывается, что захват на каждый уровень может происходить с поглощением или испусканием оптического фонона. Выражение для относительной спектральной плотности шума $(S_n/n_0^2)_{\text{Si}}$ при туннелировании электронов на одиночный Si уровень в GaN было получено в работе [3]. Выражение для спектральной плотности шума, обусловленного туннелированием на полосу уровне в хвосте может быть получено надлежащим интегрированием по всем уровням хвоста. В приближении прямоугольной ямы такое выражение имеет вид:

$$\frac{S_n}{n_0^2} = \frac{2\pi\rho_0x_0}{WLn_0^2\omega} \int_{-\infty}^{\varepsilon_c} [e^{\frac{\varepsilon-\varepsilon_c}{kT}} f(\varepsilon)(1-f(\varepsilon))] d\varepsilon = \frac{2\pi\rho_0x_0}{WLn_0^2\omega} \int_{-\infty}^{\varepsilon_c} e^{\frac{\varepsilon-\varepsilon_c}{kT}} \frac{ge^{\frac{\varepsilon-\varepsilon_F}{kT}}}{\left(1+ge^{\frac{\varepsilon-\varepsilon_F}{kT}}\right)^2} d\varepsilon \quad (2)$$

где W – ширина, L – длина структуры, $\omega = 2\pi f$, $f(\varepsilon)$ – функция заполнения Ферми-Дирака, g фактор вырождения, x_0 – ширина ямы.

Из выражения (2) видно, что теория дает шум со спектром $1/f$. Для предельных случаев $kT \ll \varepsilon_0$ and $kT \gg \varepsilon_0$ из выражения (2) можно получить простые аналитические оценки для S_n/n_0^2 [4]. Уровень шума в различного рода структурах принято оценивать величиной постоянной Хоуге $\alpha = (S_n/n_0^2) fN$, где N – полное число носителей в образце. Чтобы оценить α необходимо знать значения величин N_s , n_0 , ε_0 и температурный ход уровня Ферми $\varepsilon_F(T)$. Проведенные оценки дают для ε_0 значение порядка 0.1 эВ.

Сплошные кривые на Рис. 2 показывают температурные зависимости α рассчитанные в соответствии с уравнением (2) для шума, обусловленного туннелированием на хвост плотности состояний при $n_0 = 1.3 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$, $\varepsilon_0 = 0.1 \text{ эВ}$, $N_d - N_a = 2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N_t = 0.2(N_d + N_a)$, различных уровнях компенсации N_s/N_d .

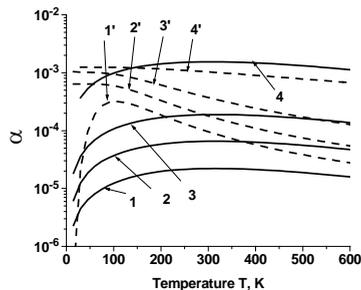


Рис. 2 Температурные зависимости постоянной Хоуге для различных уровней компенсации. Сплошные кривые – туннелирование на уровни хвоста плотности состояний. Пунктирные – туннелирование на локальный уровень Si/ N_s/N_d : 1,1' – 0; 2,2' – 0.5; 3,3' – 0.8; 4,4' – 0.98.

Видно, что α слабо зависит от температуры в диапазоне от 50 до 600 К. Как и следовало ожидать, уровень $1/f$ шума монотонно возрастает с ростом компенсации. Значение α лежит в диапазоне $10^{-3} - 10^{-5}$, что хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Пунктирные линии на Рис. 2 соответствуют туннелированию на легирующий уровень Si. При $N_s/N_d \leq 0.5$, этот тип шума доминирует во всем диапазоне температур. При $N_s/N_d = 0.8$ шум от туннелирования на уровни хвоста преобладает при $T \geq 400 \text{ К}$ (кривые 3, 3' на Рис. 2). При $N_s/N_d = 0.98$, такой шум преобладает при $T > 100 \text{ К}$ (кривые 4, 4' на Рис. 2). Заметим, что при высоких уровнях компенсации шум, обусловленный туннелированием на одиночный уровень, не обнаруживает тенденции к обращению в нуль при $T \rightarrow 0$.

Работа поддержана Российским Фондом Фундаментальных исследований (гранты 05-02-17772 и 05-02-17774). В Rensselaer Polytechnic Institute работа поддержана National Science Foundation (Project Monitor Dr. Mulpuri Rao).

1. M.E. Levinshtein, A.A. Balandin, S.L. Rumyantsev, M.S. Shur, "Low-frequency noise in GaN-based Field Effect Transistors", edited by A. Balandin, (American Scientific Publishers, 2002)
2. J.A Garrido, B.E. Foutz, J.A Smart, J.R. Shealy, M.J. Murphy, W.J. Schaff, L.F. Eastman, Appl. Phys. Letters **76**, 3442 (2000)
3. R.T. Wang, S.L. Rumyantsev, Y. Deng, E. Borovitskaya, A. Dmitriev, W. Knap, N. Pala, M.S. Shur, M.E. Levinshtein, M. Asif Khan, G. Simin, J. Yang, X. Hu, Journ. Appl. Phys. **92**, 4726 (2002)
4. A.P. Dmitriev, M.E. Levinshtein, S.L. Rumyantsev, M.S. Shur, Journ. Appl. Phys., принято к печати (2005)

ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ НА ОСНОВЕ МНОГОСЛОЙНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР AlN/AlGaN/GaN/AlGaN, ПОЛУЧЕННЫХ АММИАЧНОЙ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИЕЙ

А.Н.Алексеев, С.Б.Александров, Д.Э.Великовский, И.Э.Великовский, Д.М.Красовицкий, А.Г.Ткаченко, В.П.Чалый, А.П.Шкурко*

ЗАО «Светлана- РОСТ», пр. Энгельса, 27, Санкт-Петербург, 194156 support@semiteq.ru

AlGaN/GaN-HEMT-транзисторы и ММИС на их основе являются наиболее перспективными приборами для мощных передающих СВЧ устройств X-диапазона. Одним из направлений разработок в данной области является использование гетероструктур с двойным электронным ограничением, обладающих рядом дополнительных преимуществ, в том числе – высокими пробойными напряжениями, возможностью двустороннего легирования и т.д. Ведущими исследовательскими группами показано, что характеристики транзисторов, изготовленных на подобных гетероструктурах, не уступают аналогичным параметрам традиционных HEMT [1,2]. Наш предварительный опыт также показал работоспособность тестовых транзисторов на двойных гетероструктурах, в том числе в СВЧ- режиме на 8,15 ГГц [3]. В работе представлены результаты исследований по разработке транзисторов на оптимизированных многослойных гетероструктурах с двойным электронным ограничением [4], выращенных на подложках сапфира (0001) на установке аммиачной молекулярно лучевой эпитаксии EPN-3 (SemiTEq).

Было проведено сравнение результатов на двух вариантах конструкции гетероструктуры: с легированием верхнего AlGaN слоя и без легирования. В обоих вариантах гетероструктуры, двумерный электронный газ (ДЭГ) локализуется в верхней части слоя GaN толщиной 0,28 мкм, ограниченным сверху и снизу широкозонными слоями AlGaN, образуя двойную гетероструктуру (ДГС). Верхний барьерный слой обеих гетероструктур представлял собой $Al_{0,33}Ga_{0,67}N$ толщиной 25нм; в легированной структуре он включал слой легированный кремнием до $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ толщиной 10нм, отделенный от канала GaN спейсером толщиной 3нм.

На обоих типах гетероструктур были изготовлены полевые транзисторы с затвором Шоттки шириной 20 мкм.

На технологию изготовления транзисторов на данном типе структур повлияла необходимость травления более глубокой, чем обычно, межприборной изоляции, и, как следствие, большие толщины затворной металлизации.

Формирование для межприборной изоляции осуществлялось методом реактивного ионного травления в $SiCl_4$. Глубина травления выбиралась такой, чтобы заглубиться в AlGaN слой под GaN каналом, т.е. 0,35–0,4 мкм. В качестве маски для травления использовался плазмостойкий фоторезист MA-P-1275. Ti/Al/Ni/Au металлизация омических контактов формировалась методом электронно-лучевого напыления. Сопротивление контактов зависело от времени и температуры вжигания, при этом чем меньше была температура вжигания, тем меньше получался рельеф омического контакта, но выше его сопротивление. Для вжигания омических контактов был выбран режим 820°C и 40 сек. Процесс проводился на установке быстрого термического отжига. Это позволило достичь сопротивления контактов 0,8 Ом·мм при удовлетворительном рельефе контакта. Затвор длиной 1 мкм формировался электронно-лучевым напылением Ni/Au толщиной 0,05 и 0,6 мкм соответственно. Для формирования рисунка изоляции, омических контактов и затвора использовалась оптическая литография, при этом для напыления металлов использовался взрыв двухслойной системы резистов на основе PMGI и S-1800. Пассивация транзисторов не проводилась.

После изготовления транзисторов были проведены исследования их ВАХ и ВФХ характеристик. Максимальный ток стока транзисторов на легированной гетероструктуре достигает 1А/мм (рис.1), на нелегированной 0,75 А/мм, максимальная крутизна g_m составляет, соответственно, 180 мСм/мм и 150 мСм/мм. Необходимо отметить различие во влиянии поверхностных центров захвата на ВАХ легированной и нелегированной гетероструктур. В нелегированной гетероструктуре вид ВАХ транзистора сильно менялся в зависимости от максимальных значений напряжения на стоке и на затворе, что связывается с влиянием заряженных поверхностных центров захвата. Сравнение ВАХ показывает, что легирование позволяет значительно уменьшить влияние таких центров на низкочастотные вольтамперные характеристики транзисторов.

Полученные профили концентрации электронов в гетероструктурах (рис.2), вычисленные из вольт- фарадных характеристик, показали, что электроны, как и в обычной гетероструктуре с одним гетеропереходом, локализируются вблизи верхней гетерограницы AlGaN/GaN.

Уменьшая рассеиваемую на транзисторе мощность за счет прикладывания на затвор отрицательного напряжения, были получены напряжения пробоя сток-исток для обоих типов гетероструктурных транзисторов. Они составили 50В для легированной и более 80В для нелегированной гетероструктуры.

Отсутствие деградации гетероструктуры в ходе технологических процессов изготовления транзисторов было подтверждено измерениями подвижности и концентрации, проведенными на датчике Холла, сформированном в одних процессах с транзисторами.

Полученные в работе результаты показывают, что транзисторы, изготовленные на двойных гетероструктурах AlGaIn/GaN/AlGaIn, по своим статическим параметрам сопоставимы с транзисторами, полученными на AlGaIn/GaN гетероструктурах. Поскольку в многослойных гетероструктурах отсутствует необходимость компенсирующего легирования буферного слоя и созданы предпосылки для лучшего пространственного ограничения двумерного газа, они могут считаться перспективной альтернативой AlGaIn/GaN транзисторам традиционной конструкции.

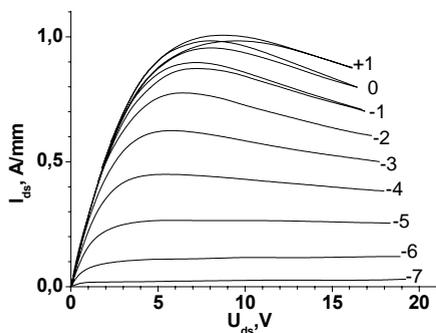


Рис. 1. Типичная ВАХ транзистора с модулировано легированным барьерным слоем

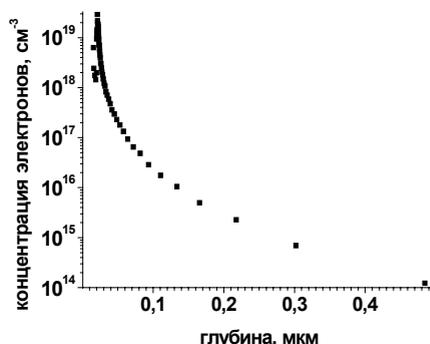


Рис. 2. Типичный профиль концентрации электронов в многослойной ГС с ДЭГ

Литература:

- [1] N.Maeda, K.Tsubaki, T.Saitoh, T.Tawara, N.Kobayashi. Mat. Res. Soc. Symp. Proc. 743, L9.3.1 (2003)
- [2] C.Q. Chen, J.P. Zhang, V.Adivarahan, A.Koudymov, H.Fatima, G.Simin, J.Yang, M. Asif Khan. Appl. Phys. Let. 82, 4593 (2003)
- [3] С.Б. Александров, Д.А. Баранов, А.П. Кайдаш, Д.М. Красовицкий, М.В. Павленко, С.И. Петров, Ю.В. Погорельский, И.А. Соколов, М.В. Степанов, В.П. Чалый, Н.Б. Гладышева, А.А. Дорофеев, Ю.А. Матвеев, А.А. Чернявский. ФТП 38, 1275 (2004)
- [4] А.Н. Алексеев, С.Б. Александров, А.Э. Бырнав, Л.Э. Великовский, И.Э. Великовский, Д.М. Красовицкий, М.В. Павленко, С.И. Петров, Ю.В. Погорельский, И.А. Соколов, М.А. Соколов, М.В. Степанов, А.Г. Ткаченко, А.П. Шкурко, В.П. Чалый. ПЖТФ направлено в печать

МОЩНЫЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ НА ОСНОВЕ AlGaN/GaN: ИССЛЕДОВАНИЕ КРИТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ «МНОГО-ПАЛЬЦЕВОГО» ЗАТВОРА

А.Е.Ганиев, В.В.Сироткин*, С.Ю.Шаповал

ИПТМ РАН, Черноголовка, 142432, Институтский пр., 6, sirotkin@ipmt-hpm.ac.ru

Важным этапом при разработке мощных гетероструктурных транзисторов (HEMT: high electron mobility transistor) является оптимизация конструкции их «много-пальцевого» затвора. Так, например, для получения возможно большей выходной мощности при условии сохранения допустимых значений рабочих температур требуется увеличение общей ширины затвора. С другой стороны, чрезмерное наращивание числа затворных «пальцев» и их ширины может привести к существенной деградации РЧ-характеристик транзисторов.

В работе рассматриваются мощные гетероструктурные AlGaN/GaN-транзисторы с Т-образным «много-пальцевым» затвором, выращенные на сапфировой подложке или на подложке из SiC (толщина подложек 300 мкм). Исследуется влияние на усилительные свойства указанных транзисторов, как ширины отдельного затворного «пальца» (W_g), так и общего числа «пальцев» (N_{finger}). Для выбора оптимальных значений этих параметров используются расчеты, выполненные на основе эквивалентных схем приборов, а также результаты трехмерного теплового моделирования. Исследуемые HEMT-структуры имеют следующие размеры: длина затвора 100 нм, расстояние сток-исток 2 мкм, расстояние между «пальцами» 52 мкм. Гетероструктура составлена из: затворочного слоя AlN (20 нм), буферного слоя GaN (1 мкм) и подбарьерного слоя $Al_{0.3}Ga_{0.7}N$ (20 нм).

Для анализа выходной РЧ-мощности AlGaN/GaN-транзисторов построены их эквивалентные схемы при большом сигнале (см., например, [1]). На рисунке 1 показано относительное снижение выходной РЧ-мощности, рассчитанное для различных значений N_{finger} и W_g при частоте 10 ГГц. Из рисунка 1 следует, что при $W_g > 100$ мкм и $N_{finger} > 8$ увеличение общей ширины затвора не приводит к заметному росту выходной РЧ-мощности.

При тепловом моделировании используется математическая модель из [2]. При построении модели учтено влияние температуры, как на теплопроводность материалов, так и на электрическое сопротивление каналов [3] (при фиксированных напряжениях на затворе и стоке, наличие такой зависимости приводит к изменению величины рассеиваемой мощности).

При моделировании предполагается, что полупроводниковые структуры помещены на медный радиатор, имеющий размеры $10 \times 10 \times 1$ мм³. На нижней стороне радиатора поддерживается постоянная температура $T_0 = 300$ К. Остальные поверхности полагаются теплоизолированными. Анализ тепловых режимов HEMT-структур проводится в стационарном режиме. Интенсивность тепловых источников задается общей шириной «много-пальцевого» затвора $N_{finger}W_g$ и удельной мощностью p . Для структур на сапфире мы полагаем $p = 3$ В/мм, а для структур на SiC – $p = 6$ В/мм.

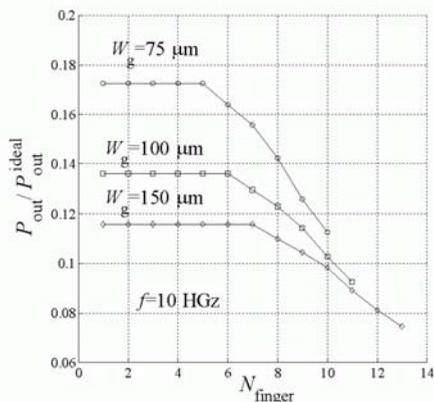
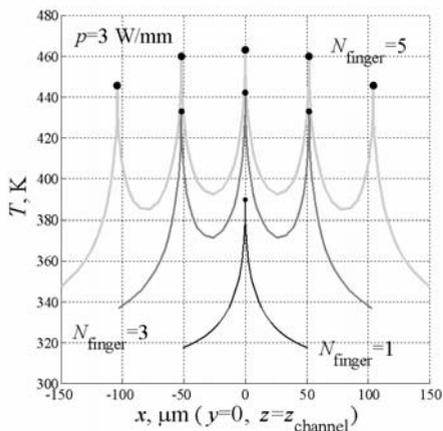
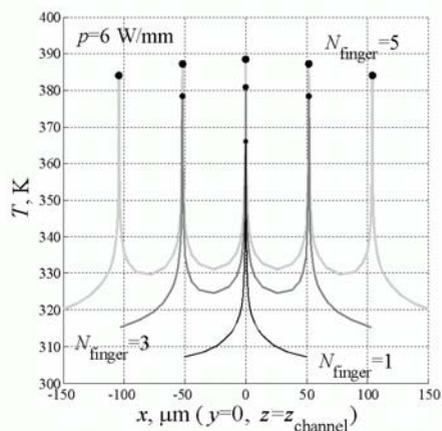


Рис.1 Рассчитанное относительное снижение выходной РЧ-мощности AlGaN/GaN транзисторов при различных значениях N_{finger} и W_g (остальные размеры фиксированы).

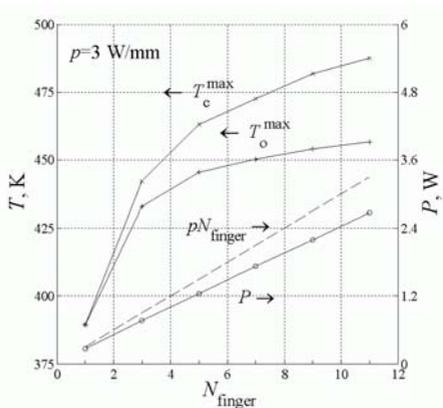


(а) сапфировая подложка

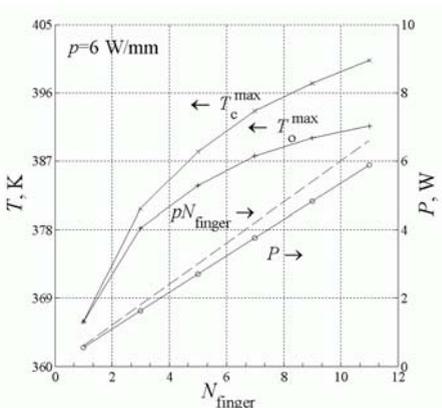


(б) SiC-подложка

Рис.2 Распределения температуры в двумерном сечении AlGaIn/GaN транзисторов, проходящем через центр структуры и поперек затворов, для различных значений N_{finger} и при $W_g = 100 \mu\text{m}$.



(а) сапфировая подложка



(б) SiC-подложка

Рис.3 Общая рассеиваемая мощность P и максимальные значения температур T_c^{max} и T_o^{max} (для центрального и крайнего каналов, соответственно) как функции N_{finger} . Пунктирная линия соответствует мощности, рассеиваемой при температуре каналов 300 К.

Результаты тепловых расчетов показаны на рисунках 2 и 3. Видно, что при оптимальных значениях W_g и N_{finger} , найденных при моделировании с использованием эквивалентных схем, приемлемые значения перегрева ($\sim 100 \text{ K}$) и максимальной разности температур между каналами ($\sim 10 \text{ K}$) могут быть достигнуты только для транзисторов на SiC-подложке. В случае структур на сапфировой подложке (даже при уменьшенной вдвое удельной мощности) величина перегрева и его неравномерность значительно превышают допустимые значения.

[1] K.Chang (ed.). *Handbook of microwave and optical components, v. 2: Microwave solid-states components* (New York, John Wiley & Sons, 1990).

[2] V.Sirotkin. *Computers Math. Applic.*, **38** (3/4), 119 (199).

[3] A.F.M.Anwar, S.S.Islam. *Solid-State Electron*, **46**, 1507 (2002).

AlGaN/GaN НЕМТ СРЕДНЕЙ МОЩНОСТИ ММ ДИАПАЗОНА.

*Аболдуев И.М., Гладышева Н.Б., Дорофеев А.А.,
Матвеев Ю.А., Миннебаев В.М., Чернявский А.А*
ФГУП НИИ "Пульсар", 105187, Москва, РФ, Окружной пр. 27,
факс. 095-365-05-30, Email: pulsar@dol.su

Аннотация: Представлены результаты проектирования и изготовления НЕМТ средней мощности на основе AlGaN/GaN гетероструктуры для использования в КВЧ диапазоне. На частоте $F=35\text{ГГц}$ получены $R_{\text{вых.макс.}}=1,4\text{ Вт/мм}$, при $\text{КПД}=33\%$.

I. Особенности изготовления НЕМТ.

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

120 Å Al_{0,25}Ga_{0,75}N

100 Å Al_{0,25}Ga_{0,75}N (Si)

15 Å Al_{0,25}Ga_{0,75}N

1.4мкм GaN

сапфир

Измерения проведённые методом Холла при температуре 300К показали подвижность и концентрацию электронов $n_e=850\text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ $\mu_e=1.5\cdot 10^{13}\text{ см}^{-2}$.

На данных подложках были изготовлены транзисторы имеющие:

длину затвора $L_3=0,5-0,6\text{мкм}$;

расстояние сток-исток $S_{\text{СИ}}=3\text{мкм}$;

ширину затвора $W_3=60\text{мкм}$.

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

Омические контакты Ti(15nm)/Al(50nm)/Pt(20nm) изготавливались с помощью контактной "взрывной" фотолитографии с последующим отжигом в атмосфере азота при температуре 700⁰ С. Удельное сопротивление омических контактов

$$\rho_k = 1 \cdot 10^{-4} \text{ Ом}\cdot\text{см}.$$

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

II. Результаты измерений.

Изготовленные НЕМТ обладают следующими статическими характеристиками:

- ток стока при нулевом смещении на затворе $I_{\text{СИ}}=667-700\text{ мА/мм}$,

- крутизна $S=120\text{ мС/мм}$,

- напряжение насыщения 5В.

Измерение коэффициента усиления и выходной мощности транзистора производилось на частоте $F=35\text{ГГц}$. НЕМТ собран по схеме с общим истоком в составе ГИС. Результаты измерений представлены на рисунках 1,2.

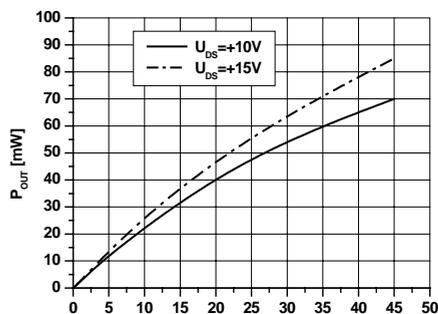


Рис.1. Измеренная на $F=35$ ГГц выходная мощность при различных напряжениях питания.

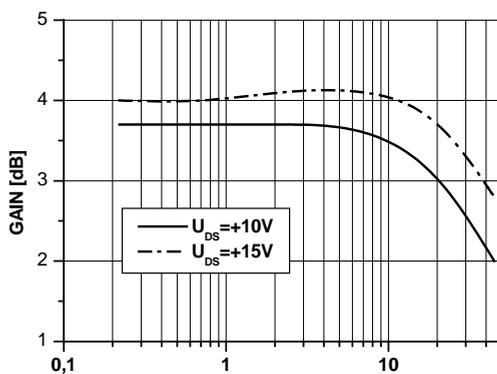


Рис.2. Измеренный на $F=35$ ГГц коэффициент усиления при различных напряжениях питания.

III. Краткие выводы.

Изготовленный НЕМТ на частоте $F=35$ ГГц обладает **Р_{вых.макс.} = 1,4 Вт/мм**, при **КПД=33%**.

ИССЛЕДОВАНИЕ СВЧ ПТБШ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР AlGaIn/GaN.

Гладышева Н.Б., Дорофеев А.А., Матвеев Ю.А., Чернявский А.А.
ФГУП НИИП "Пульсар", 105187, Москва, РФ, Окружной пр. 27,
факс. 095-365-05-30, Email: pulsar@dol.suT

В данной работе нами были проведены исследования следующих характеристик экспериментальных образцов транзисторов на основе AlGaIn/GaN:

1. Температурная зависимость характеристик ВАХ.
2. Радиационная стойкость.
3. Работоспособность при максимальных электрических режимах.
4. Плотность выходной мощности

Гетероструктуры типа AlGaIn(i)/AlGaIn(Si)AlGaIn(i)/GaN/сапфир(0001) были выращены ЗАО «Элма-Малахит» методом MOCVD в реакторе горизонтального типа при пониженном давлении. Исследовались транзисторные структуры с шириной затвора 60, 150, 250, 500, 1400 мкм. Длина затвора составляла 0,6 мкм.

Исследования ВАХ ПТБШ проводились в диапазоне температур 20-200⁰С. Наблюдалось падение тока насыщения $I_{нас}$ на 28%, а крутизны на 30%. (Рис 1). При температуре 150⁰С и выше на ВАХ резко возрастала гистерезисная петля тока стока. Наличие в конструкции транзистора гальванической связи слоя высокоомного GaN с заземлённым истоком исключает наличие «плавающего потенциала, что даёт основания не учитывать возможное участие в этой нестабильности генерационно-рекомбинационных процессов связанных с наличием мелких доноров в ОПЗ.

После многократного термоциклирования произошло отслоение GaN, при этом на ВАХ во всём диапазоне температур пропала гистерезисная петля тока, и ВАХ приобрела идеальный вид. Отмечено совпадение температуры резкого возрастания размаха гистерезисной петли с точкой перегиба температурной зависимости отношений ТКЛР сапфир/GaN, приведённой в [1]. Также наблюдается зависимость вида гистерезисной петли тока стока при нормальных условиях от конструкции {технологии роста} зародышевых слоёв на границе GaN/сапфир. Наблюдаемый гистерезис обусловлен, по-видимому, пьезо-зарядом, возникающем в напряжённом GaN на границе (зародышевый слой)/сапфир. Можно предположить, что механизм восстановления ВАХ транзисторов, после нанесения слоёв диэлектриков на их поверхность связан с компенсацией напряжений, возникающих в результате обтравливания активной области.

Исследовалась стабильность ВАХ транзисторов при максимальном токе и напряжении. На транзистор с шириной затвора 60 мкм имевший ток насыщения при нулевом смещении на затворе $I_{нас}=25$ мА подавалось напряжение сток-исток 40 Вольт, удельная рассеиваемая мощность по постоянному току, при этом составляла 16,6 Вт/мм. Через 3-5 минут произошло необратимая деградация (т.н. коллапс) ВАХ прибора – ток падал до 15мА, крутизна (S) с 8 мСм до 5 мСм. Этот эффект связан не с тепловым разогревом структуры, т.к. возникает при определённом напряжении на стоке и не зависит от рассеиваемой мощности. Коллапс тока обычно связывается с поверхностными состояниями или ловушками в GaN. В настоящем случае коллапс появляется при приложении высокого напряжения исток-сток, что указывает на то, что этот коллапс связан с ловушками в слое GaN: при высоких напряжениях горячие носители инжектируются в область рядом с активным каналом, где они захватываются на глубоких ловушках..

Были проведены испытания изготовленных экспериментальных транзисторов на воздействие по фактору 7И7с величинами групп 10х6УС и по фактору 7И1 группы 4УС, после воздействия изменений ВАХ не произошло. Проводятся испытания на воздействие следующих групп фактора 7И1.

Были изготовлены транзисторы с различной шириной затвора: 60, 150, 250, 500 и 1500мкм. На изготовленных транзисторах крутизна достигала величины $S=130$ мСм/мм, ток насыщения $I=600-830$ мА/мм, пробивные напряжения сток-исток, затвор-исток свыше 40 Вольт, но приведённые значения катастрофически уменьшаются с увеличением ширины затвора, особенно пробивные напряжения затвора. (Рис.2-3) Это связано с плохой морфологией выращиваемых структур. На частоте $F=35$ ГГц транзисторы с шириной затвора 60мкм показали $R_{вых.макс.}=1,4$ Вт/мм, при к.п.д.=33% (Рис.4), в то время, как 250 мкм транзисторы, изготовленные на той же позелке в едином технологическом процессе, на частоте 10 ГГц имели $R_{вых.}=0,8$ Вт/мм при к.п.д.= 20%.

Обращает на себя внимание быстрый выход на насыщение транзисторов при увеличении входной мощности и падение коэффициента усиления как на частоте 10 ГГц, так и на частоте

35ГГц (Рис4-5). Возможно, это связано с разогревом структуры из-за больших значений теплового сопротивления сапфира (до 200 К/Вт).

Изготовление работоспособных транзисторов с шириной затвора более 500 мкм не увенчалось успехом из-за больших токов утечки затвора. Это, очевидно, напрямую связано с плохим качеством гетероструктур (неоднородность электрофизических свойств по площади пластины, дефекты структуры, плохая морфология). Это, в свою очередь, приводит к плохим электрофизическим характеристикам гетероструктур (малая величина подвижности, невысокие значения концентрации носителей) и транзисторных структур (малые токи насыщения, малая крутизна).

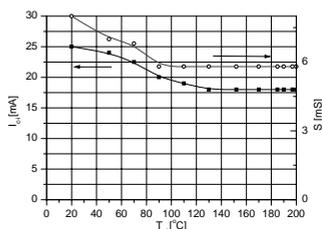


Рис.1.Зависимость крутизны и тока насыщения от температуры.

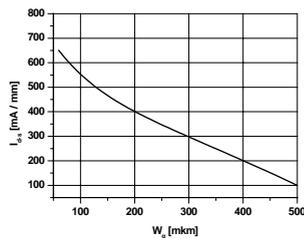


Рис.2 Зависимость тока сток-исток от ширины затвора

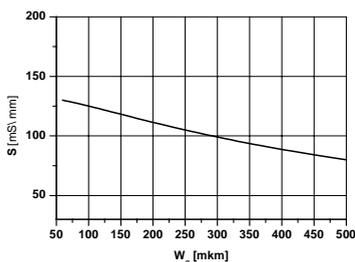


Рис.3 Зависимость крутизны от ширины затвора

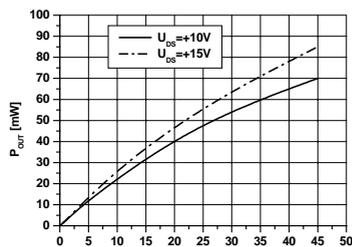


Рис.4 Измеренная выходная мощность на частоте 35ГГц

ВЫВОДЫ

1. Выращиваемые в настоящее время гетероструктуры пригодны только для изготовления транзисторов с малыми значениями ширины затвора (до 250 мкм).
2. Тем не менее, полученные экспериментальные транзисторы обладают качествами, делающими их перспективными для изготовления мощных радиационностойких и высокотемпературных транзисторов вплоть до частот 35 ГГц

ЛИТЕРАТУРА

1,Leszczynski, M., T. Suski, H. Teisseyre, P. Perlin, I. Grzegory, J. Jun, S. Porowski, T.D. Moustakas, Thermal expansion of gallium nitride, J.Appl.Phys.76, 8 (1994), 4909-4911.

НИТРИДЫ ГАЛЛИЯ, ИНДИЯ И АЛЮМИНИЯ – СТРУКТУРЫ И ПРИБОРЫ

Тезисы докладов 4-й Всероссийской конференции

Редакторы В.В.Лундин, А.В.Сахаров

Лицензия ЛР №020593 от 07.08.97

Налоговая льгота – Общероссийский классификатор продукции ОК 005-93, т.2; 953004 – научная и производственная литература

Подписано в печать 02.06.2005 Формат 70 x 100/16

Усл.печ.л. 13.75 Уч.-изд.л. 13.75

Тираж 150 экз. Зак. 309

Отпечатано с готового оригинал-макета, предоставленного оргкомитетом конференции, в типографии Издательства Политехнического университета.

195251, Санкт-Петербург, Политехническая 29